Série A, nº ORSAY
Nº d'ordre :
3

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de
DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Mark GUSAKOW

1re *THÈSE*

Contribution à l'étude des réactions *(p, pn)* à moyenne énergie

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le mai 1962 devant la Commission d'examen :

MM. TEILLAC Jean — *Président*
BLANC-LAPIERRE, Mme BENOIST-GUEUTAL — *Examinateurs*

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1962

Série A, nº ORSAY
Nº d'ordre :
3

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Mark GUSAKOW

1re *THÈSE*

Contribution à l'étude des réactions *(p, pn)* à moyenne énergie

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le mai 1962 devant la Commission d'examen :

MM. TEILLAC Jean — *Président*
BLANC-LAPIERRE, Mme BENOIST-GUEUTAL — *Examinateurs*

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1962

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
M[lle] COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
P. DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
M. MORAND	T	Enseignement de physique.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M[lle] CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU ...	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégr.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathém.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
M[lle] LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
E. ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M[me] TONNELAT ...	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
M[me] CHAIX	T	Chimie biologique.
M[me] HUREL-PY ...		Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
M[me] DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.)
M[me] LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique .
BUSER		Physiologie comparée.
CAMUS		Physiologie végétale (B.M.P.V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT		Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMAN	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS *(suite)*

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
M[lle] JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
G. LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère
M[me] ALBE-FESSARD.		Psychophysiologie.
FRIEDEL		Physique des solides (Orsay).
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.
M[lle] QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.C.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
M. CHATELET		Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).
BERGERARD		Zoologie (Orsay).
BERTEIN		Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).
M[me] COUTURE		Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER		Géologie appliquée sur le terr.
FRANC		Biol. animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie biol. (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
D. CURIE		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA ...		Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER		Physiologie végétale.
TORTRAT		Calcul des probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
M[lle] FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.)
M[me] CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
M[lle] VEIL		Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C. (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie animale.
DELLOUE		Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.).
J. JULLIEN		Chimie (P.C.B.).
MALGRANGE		Tech. math. de la Phys.
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE...		Phys. E.N.S. (Orsay).

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

Je voudrais rendre un très respectueux hommage à la mémoire de Mme I. Joliot-Curie et de M. F. Joliot qui m'ont accueilli dans leur Laboratoire.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à M. Teillac, qui a dirigé ce travail et dont les conseils m'ont été si précieux.

Je remercie le groupe des Spallations du Laboratoire et en particulier Mlle Albouy, Mme Poffé et M. Sergolle pour l'aide qu'ils m'ont apportée à la partie expérimentale de ce travail et pour les nombreuses discussions qui ont permis d'en éclaircir certains aspects théoriques.

Je n'aurai garde d'oublier les équipes de conduite du Synchrocyclotron et tous les travailleurs du Laboratoire sans les efforts desquels cette thèse n'aurait pu être menée à bien.

Référence : *Thèse de Paris*, 1962

Laboratoire « Joliot-Curie » de Physique Nucléaire
(Professeur J. Teillac)
Faculté des Sciences de Paris, Centre d'Orsay
B. P. n° 1, Orsay (S.-et-O.)

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES RÉACTIONS (p, pn) A MOYENNE ÉNERGIE

Par

Mark GUSAKOW

RÉSUMÉ

Nous avons étudié les fonctions d'excitation des réactions (p, pn) *induites dans des cibles de fluor, de sodium, de manganèse, d'yttrium, de césium et d'or par des protons d'énergie variant de 20 à 150 MeV.*

Les sections efficaces ont été mesurées en valeur absolue par des techniques classiques de spectrométrie γ *et les résultats, en accord avec les autres mesures faites sur ce type de réaction, sont nettement supérieurs aux prévisions théoriques basées sur les modèles actuellement utilisés.*

L'interprétation théorique a été tentée avec les processus suivants :

— excitation coulombienne suivie de l'évaporation d'un neutron ;
— « pick up » ;
— modèle en deux étapes de Serber.

Les deux premiers mécanismes donnent une contribution très faible, surtout au-delà de 50 MeV. Seul le modèle de Serber est en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. Nous avons utilisé les calculs d'interaction directe faits à Los Alamos et avons calculé la phase d'évaporation à l'aide d'un ordinateur IBM 650. L'introduction des énergies de « pairing » permet de rendre compte de façon satisfaisante de l'évaporation pure. L'interaction directe semble sous-estimée par les calculs de Los Alamos, et une évaluation des effets d'une surface nucléaire diffuse améliore sensiblement l'accord expérience-théorie. Des calculs complets faits avec cette hypothèse et tenant compte de sous-structures nucléaires possibles rendront certainement ce modèle plus réaliste.

Une étude systématique des sections efficaces des réactions (p, pn) *à 100 MeV et à 400 MeV nous a permis de voir qu'à ces énergies, le processus le plus important semble être une interaction directe de surface, se produisant dans une couche ayant comme épaisseur environ 1,5 fois le libre parcours moyen des protons dans la matière nucléaire.*

INTRODUCTION

L'étude des réactions nucléaires constitue actuellement une partie importante de la physique nucléaire expérimentale. Dans le passé, elle a permis d'établir des modèles d'interaction tels que le noyau composé et l'effet direct et de préciser des notions comme la transparence nucléaire.

Les produits de réaction s'étudient de deux manières :

— les particules émises et les noyaux de recul peuvent être détectés et identifiés par leurs propriétés dynamiques ;

dans ce cas, la réaction est étudiée pendant sa production ;

— on peut s'intéresser, après la réaction, aux nuclides formés qui sont alors identifiés par leurs propriétés radioactives ou par analyse électromagnétique.

Les renseignements fournis par ces deux méthodes sont complémentaires, la première permettant d'obtenir essentiellement les diverses distributions des particules émises et la seconde donnant surtout les sections efficaces totales des différentes réactions.

Les modèles théoriques permettent de prévoir ces distributions et les sections efficaces ; les résultats expérimentaux peuvent donc être directement comparés à ces prévisions.

Dans le présent travail, nous avons utilisé une méthode de détection de l'activité des noyaux résiduels après irradiation, ce qui a permis d'obtenir les fonctions d'excitation de diverses réactions (p, pn).

Le choix du type de réaction étudié nous a été dicté par plusieurs raisons :

1° L'interprétation théorique des réactions (p, pn) *est simplifiée par le petit nombre de particules émises ; en conséquence, les paramètres devant être introduits dans les calculs sont peu nombreux et l'étude de ces réactions constitue un test sensible des modèles employés.*

2° Les résultats expérimentaux déjà connus sont en désaccord très net avec les prévisions théoriques que l'on peut faire d'après les modèles actuellement utilisés.

3° Les radioéléments formés par réaction (p, pn) *ont souvent des périodes permettant des mesures aisées et ont des schémas de désintégration relativement simples et assez bien connus, facilitant ainsi les calculs ultérieurs.*

Mentionnons immédiatement une des difficultés principales de ce type d'étude : elle résulte de la mesure globale de la somme des sections efficaces de toutes les réactions aboutissant à un noyau résiduel donné ; aussi appellerons-nous dans la suite, sauf indication contraire, réaction (p, pn) *l'ensemble de toutes les réactions qui, d'un noyau initial* ${}^{A}_{Z}X$, *aboutissent au noyau* ${}^{A-1}_{Z}X$, *c'est-à-dire les réactions* (p, pn) *et* (p, d) *quels que soient leurs mécanismes.*

Le domaine de variation d'énergie des protons incidents est fixé par les possibilités de l'accélérateur dont nous disposons : le synchrocyclotron d'Orsay (9) *produit des protons d'énergie maximale 157 MeV. Les fonctions d'excitation des réactions* (p, pn) *ont donc été déterminées entre environ 20 et 155 MeV.*

Les cibles irradiées ont été prises parmi les éléments mono-isotopiques. Nous avons choisi le sodium dont une étude déjà faite nous a permis de contrôler la validité de notre méthode expérimentale et, parmi les éléments peu ou pas étudiés dans ce domaine d'énergie, le fluor, le manganèse, l'yttrium, le césium et l'or. Ce travail a donc porté sur un ensemble de noyaux légers, moyens et lourds.

CHAPITRE PREMIER

RAPPEL DES PRINCIPAUX RÉSULTATS

Nous nous bornerons, dans ce rappel des résultats expérimentaux et théoriques, aux réactions (*p, pn*) à moyenne énergie, c'est-à-dire pour $E_p \leqslant 200$ MeV. Nous ne mentionnerons pas les phénomènes comme la fragmentation ou la fission, qui sont peu importants pour l'énergie explorée, sauf pour les noyaux très lourds.

A. — Résultats expérimentaux

Les réactions (*p, pn*) à moyenne énergie ont fait l'objet de peu de recherches systématiques.

Les fonctions d'excitation de certains éléments ont été cependant établies. Celle du carbone est la plus étudiée ; en effet, la réaction ${}^{12}C(p, pn){}^{11}C$ sert souvent de moniteur pour beaucoup d'expériences faites avec des protons de moyenne et grande énergie. Les sections efficaces de cette réaction ont été mesurées par Aamodt, Peterson et Phillips (1). Malheureusement certaines erreurs systématiques ont échappé à ces auteurs, et c'est Crandall et al. (31) qui ont effectué les corrections nécessaires et ont poursuivi les mesures à des énergies supérieures. La courbe publiée par ces derniers auteurs (fig. 1) est actuellement couramment utilisée pour les monitorages.

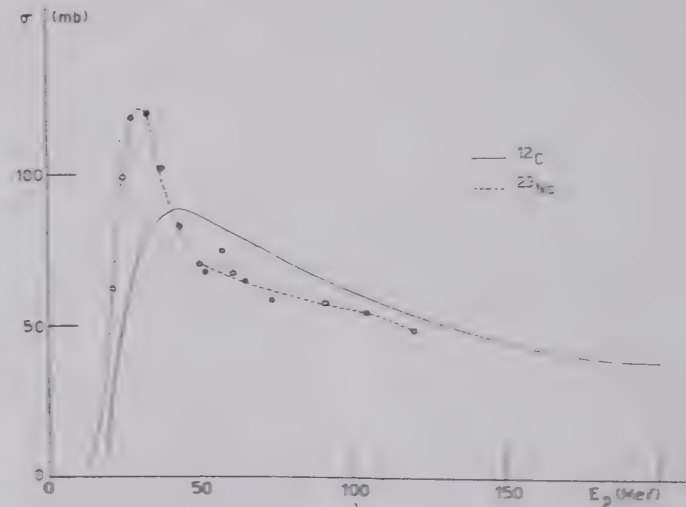

FIG. 1. — *Fonctions d'excitation de la réaction* (p, pn) *sur le carbone et le sodium.*

Meadows et al. (89) (90) (91) ont étudié un ensemble de réactions sur des noyaux légers et moyens : sodium, scandium, cobalt, cuivre et brome, dont les fonctions d'excitation ont été déterminées du seuil jusqu'environ 100 MeV. Pour ces réactions, peu de calculs théoriques ont été faits. Les auteurs ont constaté la grande valeur des sections efficaces et ont expliqué qualitativement la forme des fonctions d'excitation en utilisant le modèle en deux étapes de Serber (108).

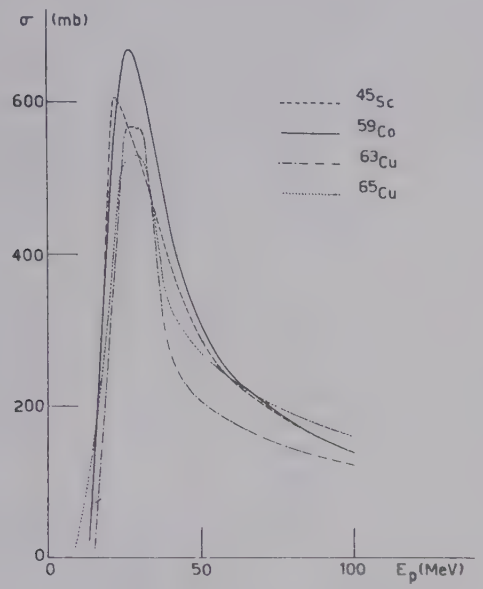

FIG. 2. — *Fonctions d'excitation de la réaction* (p, pn) *sur le scandium, le cobalt et le cuivre.*

Parmi les éléments lourds, une étude a été effectuée sur l'or (70) parallèlement à la nôtre, et enfin la fonction d'excitation de la réaction (*p*, *pn*) sur le thorium a été déterminée jusqu'à 155 MeV par Lefort et al. (14) (81). Dans le cas de cet élément, l'interprétation des résultats expérimentaux a été compliquée par l'existence de la fission dont les auteurs ont dû tenir compte (fig. 3).

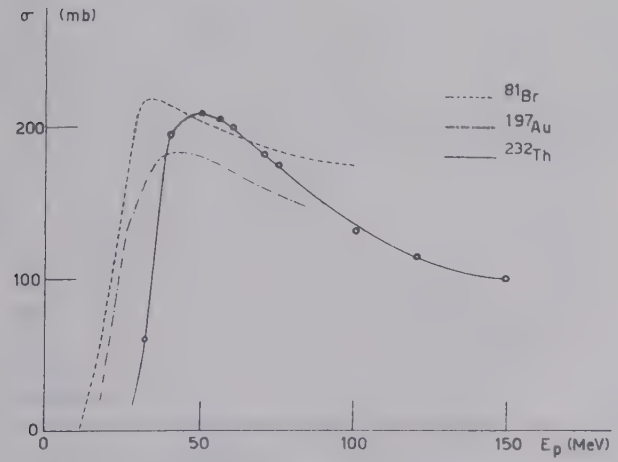

FIG. 3. — *Fonctions d'excitation de la réaction* (p, pn) *sur le brome, l'or et le thorium.*

En plus de ces études assez complètes, il a été fait par certains auteurs des mesures de sections efficaces de réactions (*p*, *pn*) pour quelques énergies dans le domaine qui nous concerne. Ces résultats sont résumés dans le tableau I.

TABLEAU I

Cible	E_p (MeV)	σ (mb)	Référence
F	82	46,0 ± 1,5	(133)
	110	38,5 ± 1,3	
	144	30,3 ± 1,0	
	176	25,8 ± 0,8	
	196	24,7 ± 0,8	
Co	60	865 ± 310	(122)
	100	365 ± 110	
	170	185 ± 65	
Cu	90	126 ± 32	(29)
	190	77 ± 20	
	82	108,4 ± 4,2	(133)
	110	93,6 ± 3,7	
	134	74,6 ± 2,9	
	168	65,8 ± 2,6	
	196	64,4 ± 2,5	
Zn	100	120	(88)
Ga	100	193	(88)
As	49	300 ± 80	(104)
	103	70 ± 25	
	170	90 ± 30	
Y	60	420 ± 50	(26)
	100	150 ± 20	
	150	94 ± 12	
	180	120 ± 20	
I	100	126 ± 26	(74)
	170	64 ± 9	
Cs	60	790 ± 395	(46)
	80	1 120 ± 560	
	100	890 ± 445	
	150	570 ± 285	
Ce	80	114 ± 12	(124)
	120	98 ± 17	
	180	74 ± 8	
	200	70 ± 4	
Au	82	121,6 ± 9,8	(133)
	139	91,2 ± 7,4	
U	100	93	(85)
	150	73	
	200	68	

L'observation des fonctions d'excitation (fig. 1 à 3) montre l'existence, pour les noyaux légers (sauf le

carbone) d'un pic bien défini à basse énergie et d'une section efficace presque constante pour les énergies supérieures à 100 MeV. Le carbone et les éléments lourds ont un comportement différent : la section efficace passe par un maximum mais sans présenter de pic net, puis décroît plus lentement. D'une manière générale, toutes les sections efficaces expérimentales se sont révélées supérieures (d'un facteur variant de 2 à 5) aux sections efficaces calculées.

B. — Interprétation théorique

L'interprétation théorique des réactions nucléaires est complexe : l'ignorance actuelle de la forme exacte des forces nucléaires et l'impossibilité de traiter, avec les hypothèses faites sur ces forces, le problème à plusieurs corps empêchent d'établir une théorie fondamentale de ces réactions qui puisse s'appliquer aux moyennes énergies. Pour les interpréter, on emploie donc en général un modèle pour le noyau-cible et on imagine un mécanisme d'interaction.

Dans certains cas particuliers, des simplifications peuvent se produire :

1° Le processus d'interaction peut être connu. Il en est ainsi, par exemple, pour les excitations coulombiennes (interactions purement électromagnétiques). Il ne reste que le modèle du noyau cible comme élément inconnu.

2° Le noyau-cible peut être connu. C'est le cas des réactions ne faisant intervenir que des noyaux très légers (deutons, alphas). Dans ces conditions, le processus d'interaction est l'élément inconnu que l'on cherche à déterminer.

Dans la plupart des cas, aucune simplification aussi justifiée ne peut être faite.

1. **Principaux modèles d'interaction.** — *a*) *Interactions électromagnétiques.* — Il s'agit de l'excitation coulombienne (126) : le proton incident, passant à proximité du noyau-cible, interagit avec celui-ci par l'intermédiaire du champ coulombien. Le noyau-cible, par suite du transfert d'énergie, se trouve porté à un état excité ; si l'énergie de cet état est suffisamment grande, la désexcitation pourra se faire par émission d'un neutron, donnant ainsi à l'interaction l'apparence d'une réaction (*p*, *pn*). La force donnant lieu à cette interaction étant à grand rayon d'action, la notion de section géométrique ne peut s'appliquer simplement à ce processus.

b) *Interactions nucléaires.* — Puisque les forces nucléaires responsables de ces interactions sont à court rayon d'action, la notion de section efficace géométrique s'applique à tous les modèles entrant dans ce cadre.

Interactions collectives. — Nous appellerons ainsi toutes les interactions dans lesquelles les forces de liaisons nucléaires dans le noyau cible ne peuvent pas être remplacées par une force effective dérivant d'un potentiel central sans introduction de corrélations supplémentaires importantes entre les nucléons.

Un modèle de ce type a été proposé par Glassgold, Heckrotte et Watson (49) dans lequel les auteurs étudient la propagation, dans la matière nucléaire, d'ondes de choc dues à l'impact du proton incident.

Interactions non collectives. — Dans ce type d'interaction, on néglige en première approximation les corrélations entre nucléons du noyau-cible.

Nous pouvons distinguer :

1° *La théorie statistique des réactions nucléaires.* — Cette théorie (125), qui est une extension du modèle du noyau composé (20), permet d'évaluer la désexcitation d'un noyau en un état fortement excité (état intermédiaire) par émission de diverses particules. Elle permet également d'évaluer, dans certains cas, la formation de cet état intermédiaire.

2° *Les interactions individuelles.* — Parmi celles-ci, nous pouvons citer deux modèles principaux :

— les « interactions directes » : nous appellerons ainsi le type d'interaction proposé par Serber (108) entre le nucléon incident et un nucléon du noyau-cible ; cette interaction est supposée différer très peu de l'interaction entre nucléons libres ;

— le « pick-up » (28), processus spécial, au cours duquel un proton passant à proximité du noyau-cible interagit avec un neutron de ce noyau remplissant certaines conditions de moment angulaire, et forme un deuton qui est l'un des produits de la réaction. C'est une interaction de surface.

Selon l'énergie des protons incidents, certains modèles peuvent prendre une importance prépondérante :

— si l'énergie incidente est de l'ordre des énergies de liaison nucléaires, on peut considérer que celles-ci ont une forte influence et on doit utiliser soit un modèle purement collectif soit, à défaut, un modèle qui s'en rapproche, comme le modèle statistique ;

— si l'énergie incidente est grande devant les énergies de liaison, le modèle utilisé est de type individuel.

Les limites de validité de ces cas simplifiés sont difficiles à déterminer exactement ; on peut se fixer le critère de la longueur d'onde associée au proton incident :

$\lambda\!\!\!^{-}_p \geqslant R_{\text{noyau}}$ $E_p \leqslant$ 20 MeV Modèle statistique.

$\lambda\!\!\!^{-}_p \leqslant r_{\text{nucléon}}$ $E_p \geqslant$ 200 MeV Interaction directe.

D'une manière générale, les réactions nucléaires dans le domaine d'énergie de 20 à 155 MeV ne peuvent être expliquées par un seul de ces modèles. En s'appuyant sur des considérations physiques très générales, Serber (108) a proposé d'associer très étroitement deux modèles simples, l'interaction directe et la théorie statistique, pour expliquer les réactions à moyenne énergie. Ce processus en deux étapes est actuellement presque le seul utilisé.

2. **Modèles du noyau.** — La classification que nous avons adoptée pour les modèles d'interaction impose une classification des modèles du noyau :

— Modèles à particule indépendante s'appliquant aux interactions individuelles. Le gaz de Fermi est le plus simple des modèles de ce type ; on y assimile les nucléons à des molécules d'un gaz de fermions. Ces molécules sont soumises à l'action d'un potentiel (hypothèse de Hartree) et on néglige totalement les corrélations entre les nucléons.

— Modèles à particule indépendante avec corrélations. On a essayé d'améliorer le modèle du gaz de Fermi en y incorporant des corrélations entre nucléons, puisque apparamment l'hypothèse de Hartree, valable pour les atomes, ne devrait pas l'être pour les noyaux L'extension des premières tentatives (6) a conduit au modèle des couches (87).

— Modèles collectifs. Le principal de ces modèles est le modèle hydrodynamique (21) qui trouve son application, entre autres, pour expliquer la fission et dans le modèle d'interaction proposé par Glassgold et al.

— Enfin, le modèle paraissant le plus réaliste est le modèle unifié, qui combine les éléments des deux types précédents (19). Malheureusement, sa complexité en limite l'utilisation pour les réactions nucléaires.

Le modèle du gaz de Fermi est de loin le plus simple de ces modèles. Il semblerait que des modèles plus élaborés soient préférables. Cependant, l'utilisation du modèle des couches ne peut se faire que dans des cas très particuliers (noyaux très légers). Dans le cas général, on se contente d'appliquer le modèle du gaz de Fermi en lui apportant artificiellement quelques modifications pour tenir compte d'effets non contenus dans ce modèle et dont l'adjonction paraît nécessaire pour rendre compte de faits expérimentaux.

CHAPITRE II

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

A. — Cibles

Les éléments que nous avons irradiés sont : F, Na, Mn, Y, Cs et Au.

Dans le cas du fluor, nous avons choisi comme cible le téflon $(CF_2)_n$ aisément obtenu sous forme de feuilles minces.

Les cibles étaient constituées d'empilements de feuilles de 0,07 mm d'épaisseur découpées aux dimensions 10 × 15 mm. Nous avons utilisé comme moniteur des plaquettes de polyéthylène $(CH_2)_n$ de même surface mais plus épaisses (1 mm).

Le sodium a été irradié sous forme de fluorure de sodium NaF de pureté supérieure à 99,5 p. 100 (Rhône-Poulenc).

Pour le manganèse, la plupart des irradiations ont été faites avec du bioxyde MnO_2 de pureté supérieure à 90 p. 100 (Merck) ; les impuretés contenues dans ce produit ne peuvent en aucun cas donner lieu à la formation de ^{54}Mn. Pour contrôler ceci, certaines irradiations ont été faites avec de l'oxyde de manganèse Mn_3O_4 « specpure » (Johnson Matthey).

L'yttrium et le césium ont été irradiés sous forme d'oxyde d'yttrium Y_2O_3 (Péchiney) et de chlorure de césium CsCl de pureté supérieure à 99,5 p. 100 (Merck).

Ces sels se présentant sous forme de poudres, nous avons été contraints, pour pouvoir introduire les cibles dans le synchrocyclotron, à utiliser des récipients étanches. Nous avons donc fait réaliser des boîtes en aluminium contenant une cavité de dimensions approximatives 2,5 × 0,5 × 0,5 cm. Cette cavité était remplie aussi uniformément que possible de poudre et contenait également le moniteur. Le couvercle de ces boîtes, fixé par des vis, avait un prolongement permettant le serrage dans les mâchoires de la sonde d'introduction dans le synchrocyclotron et assurant un refroidissement efficace.

Pour ce qui concerne l'or, nous avons utilisé des feuilles minces (0,01 mm) de métal, découpées aux mêmes dimensions que les cibles de téflon.

Les moniteurs, sauf dans le cas du fluor, étaient constitués de feuilles minces d'aluminium (0,02 mm) ou de plaquettes de graphite de pureté nucléaire ayant 1 mm d'épaisseur.

Cibles et moniteurs étaient, dans la mesure du possible, recouverts de feuilles de garde destinées à compenser les reculs des noyaux et à éviter toute contamination.

B. — Irradiations

Toutes les irradiations ont été faites dans le faisceau interne du synchrocyclotron à protons de la Faculté des Sciences à Orsay. Cet accélérateur (9) permet d'obtenir des protons d'énergie maximale 157 MeV. avec une intensité moyenne du courant de protons pouvant atteindre plusieurs microampères.

1. **Énergie des protons.** — En première approximation, l'énergie des protons accélérés dans un synchrocyclotron est une fonction connue du rayon de la trajectoire et de l'intensité du champ magnétique. L'intensité du champ de la machine est connue et varie de 1,6134 W/m² à un rayon de 55 cm à 1,5702 W/m² au rayon maximum (119 cm).

Si nous plaçons la cible à irradier dans la trajectoire des protons, à l'intérieur du synchrocyclotron, l'énergie nominale des protons sera donc donnée par une courbe, représentée figure 4. La largeur en énergie est en principe définie par les dimensions de la cible, c'est-à-dire, pour celles que nous avons utilisées, inférieure à 1 MeV.

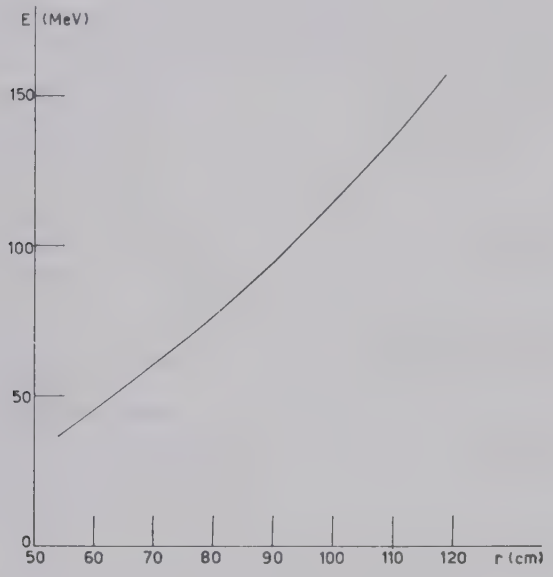

FIG. 4. — *Énergie nominale des protons dans le synchrocyclotron d'Orsay.*

En réalité, le faisceau de protons subit des oscillations radiales, qui contribuent très fortement à l'élargissement en énergie du faisceau.

L'importance de ce phénomène est essentiellement fonction de la construction du synchrocyclotron. Ainsi, les résultats d'une étude faite sur la machine de Chicago (73) et sur celle d'Uppsala (104) ne peuvent s'étendre à la machine d'Orsay.

Lorsque ces oscillations sont très importantes, elles peuvent rendre les études expérimentales des fonctions d'excitation très difficiles, et l'on doit alors avoir recours à des méthodes permettant de sélectionner les protons devant induire les réactions. Ainsi, Hintz et Ramsey (64) ont placé, à l'intérieur de la chambre d'accélération, une cible servant à diffuser les protons. La cible à irradier est également placée dans la chambre du synchrocyclotron, mais en dehors du plan médian, de façon à ne pas être dans la trajectoire des protons directs. Seuls, les protons ayant été diffusés à un certain angle sur la première cible pourront dans ces conditions induire la réaction, d'où une assez bonne définition en énergie des protons incidents. L'utilisation d'une telle méthode complique considérablement les expériences, et diminue notablement l'intensité de la fraction utilisée du faisceau.

Il semble heureusement que pour notre appareil, l'amplitude des oscillations radiales soit plus faible. Des calculs effectués sur les trajectoires (121) indiquent que cette amplitude est à peu près constante tout le long des trajectoires et est d'environ $\pm$ 3 cm autour de la valeur nominale du rayon. Étant donnée la position de la cible, les oscillations se produisant à des rayons supérieurs au rayon nominal sont supprimées. En conséquence, sur nos cibles tomberont les protons dont le rayon de trajectoire est compris entre R et (R — 3) cm. Nous n'avons fait aucune mesure de la distribution des protons entre ces valeurs ; nous avons supposé qu'elle était sensiblement constante, et dans tout ce qui suit, lorsque nous parlerons d'une énergie E, il s'agira toujours d'une énergie moyenne correspondant au rayon nominal (R — 1,5) cm.

Pertes d'énergie par ralentissement. — Il arrive souvent, surtout pour des énergies incidentes de l'ordre de 50 MeV ou moins, que le ralentissement des protons dans les cibles elles-mêmes et dans divers milieux situés sur leur trajectoire ne soit pas négligeable. Dans ces cas, nous avons effectué les corrections en utilisant les ralentissements publiés par Sternheimer (115) ; pour les éléments autres que ceux indiqués par cet auteur, nous avons interpolé entre les valeurs publiées.

2. **Intensité moyenne du faisceau.** — La plupart des irradiations ont été effectuées avec des intensités moyennes importantes, de l'ordre de 1 à 3 microampères. Cependant, dans certains cas, l'échauffement de la cible, qui peut dépasser 100° C malgré le refroidissement par circulation d'eau du porte-cible, était trop important ; ainsi il était impossible d'irradier dans ces conditions le fluor sous forme de téflon. Dans ces cas, nous avons utilisé le fonctionnement du synchrocyclotron en « gaz résiduel », c'est-à-dire sans mettre la haute tension sur la source d'ions. Le gaz résiduel présent dans la machine était suffisant pour donner naissance à un faisceau de protons ayant une intensité moyenne environ 10^4 fois inférieure à l'intensité lors du fonctionnement normal. Cette intensité, dans le cas où le radioélément formé a une période relativement courte (^{18}F, T = 1,9 heure) est suffisante pour que l'activité obtenue soit facilement mesurable.

Avec les intensités appréciables dont nous disposions, les irradiations ont toutes duré entre 2 et 20 minutes.

3. **Pureté du faisceau.** — Nous n'avons pas analysé le faisceau interne du synchrocyclotron, mais nous pouvons penser que la pollution en neutrons due aux échanges de charge est assez faible. Elle doit en effet être inférieure à 10 p. 100, valeur correspondant sensiblement à la pollution dans le faisceau sorti. Nous ne connaissons pas la valeur des sections efficaces (*n*, *2n*) à des énergies supérieures à 15 MeV, mais en supposant qu'elles ne sont pas supérieures aux sections efficaces (*p*, *pn*), ce qui paraît légitime, nous estimons que la pollution en neutrons du faisceau ne peut provoquer une erreur dépassant 10 p. 100.

C. — Monitorage

La connaissance exacte du flux de protons incidents est essentielle pour obtenir les sections efficaces que nous cherchons. Les méthodes directes (cylindres de Faraday, chambres d'ionisation, etc.) sont inutilisables pour les irradiations internes. Nous avons alors monitoré le faisceau en utilisant, comme il est fait couramment, les réactions $^{27}Al(p, 3pn)^{24}Na$ et $^{12}C(p, pn)^{11}C$ dont les fonctions d'excitation sont connues.

La première réaction a été utilisée pour des énergies incidentes supérieures à 80 MeV, valeur au-dessous de laquelle la variation rapide de la section efficace diminue la précision des résultats. L'aluminium a été irradié sous forme de feuilles de 0,02 mm d'épaisseur (les feuilles plus minces étant beaucoup moins homogènes), placées entre deux feuilles de garde, en même temps que les cibles. L'activité induite a été mesurée soit en β soit en γ de 2,76 MeV. Notons que la période (15 heures) de ^{24}Na formé permet des mesures aisées, les autres radioéléments présents ayant des périodes inférieures à 2 heures ou supérieures à 53 jours. Les valeurs des sections efficaces que nous avons utilisées sont celles de Hicks, Stevenson et Nervik (63) (fig. 5).

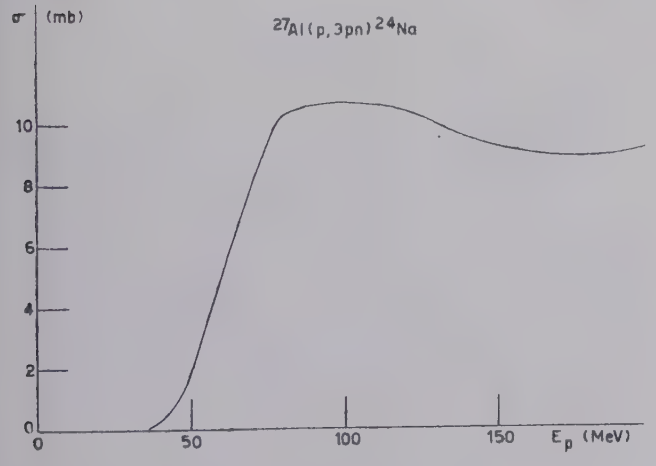

FIG. 5.

Lors des irradiations à des énergies inférieures à 80 MeV, nous avons monitoré par la réaction (*p*, *pn*) sur le carbone. Les cibles étaient en général constituées de plaquettes de graphite de pureté nucléaire ayant 1 mm d'épaisseur ; lors des irradiations de téflon, nous avons utilisé non pas du graphite mais du polyéthylène de 1 mm d'épaisseur ; dans ce cas, nous avons préalablement vérifié, par une irradiation simultanée de graphite et de polyéthylène, la concordance des résultats donnés par ces deux types de moniteurs.

La période courte du ^{11}C formé (20,5 minutes) rendait assez difficiles les mesures ; en effet, lors des irradiations à intensité normale, l'activité d'une plaquette de moniteur atteignait, en fin d'irradiation, quelques dixièmes de curie. La saturation des ensembles de détection empêchait alors la mesure immédiate. D'autre part, l'influence du ^{7}Be formé par la réaction (*p*, *3p3n*) sur le carbone commençait à se faire sentir 4 heures après la fin de l'irradiation ; nous disposions de 1 à 2 heures pour faire toutes les mesures. Ces dernières étaient faites par détection des γ d'annihilation des β^+ émis par ^{11}C. La fonction d'excitation qui nous a servi à ce monitorage est celle qui a été publiée par Crandall et al. (31) (fig. 1). Nous avons vérifié, entre 80 et 100 MeV, que le monitorage effectué par l'aluminium et celui qui utilise le carbone donnent des résultats sensiblement équivalents, la différence constatée n'étant jamais systématique et pouvant être expliquée par les erreurs expérimentales.

D. — Séparations chimiques (*)

Dans les cas d'irradiation de cibles de césium et d'or, le nombre d'isotopes formés ayant des périodes supérieures à quelques minutes, donc mesurables, était très grand. Pour pouvoir mesurer facilement les sections efficaces des réactions (*p*, *pn*), il nous a fallu procéder à une purification chimique de façon à éliminer des sources étudiées les éléments autres que le césium et l'or.

1. **Césium.** — Le chlorure irradié était dissous dans de l'acide nitrique 6N, puis le césium précipité, par addition d'acide phosphotungstique, sous forme de phosphotungstate de césium. Après lavage et séchage à l'étuve, le poids du précipité fournissait la masse de césium dont la connaissance est nécessaire pour le calcul des sections efficaces. Pour ceci, il a fallu déterminer la forme moléculaire du phosphotungstate ; des expériences faites par ailleurs ont permis de préciser que le sel obtenu était un mélange sensiblement équimoléculaire mono- et di-césique.

(*) Toutes les méthodes de purification chimique ont été mises au point par le service de chimie de M. Bouissières, et en particulier par Mme Legoux et Mme Bourderie que nous tenons à remercier vivement.

2. **Or.** — Après dissolution des cibles irradiées dans l'eau régale, le platine et l'irridium étaient précipités sous forme de complexes insolubles de chloroplatinate et chloroirridate, obtenus par addition d'un excès de platine et d'irridium en milieu NH_4Cl. Ensuite, l'or était extrait par l'éther en milieu HCl, 6N. Après lavage et retour en milieu aqueux, l'or était réduit par l'acide oxalique. Le rendement de cette séparation, établi par des méthodes pondérales, étant d'environ 85 à 90 p. 100, et constant dans ces limites, le nombre de noyaux-cible était déterminé par pesée des cibles avant la purification.

E. — Appareillage de mesures

Les activités ont été déterminées par mesure des β émis (dans le cas de certaines mesures du ^{24}Na) ou, le plus souvent, par mesure des rayonnements électromagnétiques (rayonnements XK de capture, γ caractéristiques ou γ d'annihilation des β^+).

L'appareillage que nous avons utilisé pour ces mesures est un appareillage de spectroscopie classique, avec cristal d'anthracène pour les β et cristaux d'iodure de sodium pour les X et les γ.

1. **Mesures β.** — L'ensemble est constitué d'un cristal d'anthracène de 2 mm d'épaisseur recouvert d'une feuille d'aluminium de 0,01 mm pour assurer l'étanchéité à la lumière (l'énergie des β du ^{24}Na, 1,4 MeV, permet cette absorption), d'un tube photomultiplicateur, d'un amplificateur, d'un discriminateur d'amplitude et d'une échelle de comptage. Pour tenir compte de l'efficacité non négligeable de l'anthracène aux γ, toutes les activités β ont été obtenues par différences entre des mesures totales et des mesures avec un écran de plexiglass. Les corrections diverses, auto-absorption, rétrodiffusion... se sont révélées négligeables.

2. **Mesures γ ou K.** — Nous nous sommes servis également d'ensembles classiques avec sélecteurs à une voie lorsqu'il s'est agit de mesurer des activités de spectres dont un pic était prépondérant, ou d'ensembles avec sélecteurs multicanaux lorsque les spectres à analyser étaient complexes. Les cristaux utilisés étaient de dimensions variables :

— cristal plat (diamètre 4 cm, épaisseur 5 mm) avec fenêtre de beryllium pour la mesure des rayonnements XK de capture ; cette forme de cristal diminue notablement l'influence des γ de grande énergie, qui sont difficilement détectés ;

— cristaux de petites dimensions (diamètre 2,5 cm, épaisseur 2,5 cm) pour les mesures des activités du ^{11}C (Le choix d'un cristal de petites dimensions, donc de faible efficacité pour les γ de 511 keV facilitait la mesure de ces activités qui étaient très importantes) ;

— cristaux de grandes dimensions (diamètre 4 cm, épaisseur 5 cm et diamètre 7,6 cm, épaisseur 7,6 cm) dans les autres cas.

Tous les détecteurs étaient placés dans des châteaux de plomb ; signalons que lors de la détection des XK émis par l'or, nous avons dû tenir compte de l'influence des XK du plomb de protection. Les portes sources étaient montés sur des supports à crémaillère munis de graduations millimétriques permettant un repérage efficace des distances source-cristal.

3. **Mesures de décroissance.** — Dans certains cas, la décomposition des courbes de décroissance de l'activité en fonction du temps était indispensable pour déterminer les sections efficaces cherchées. Dans le but d'obtenir de telles courbes aussi précises que possible nous nous sommes servis d'un enregistreur automatique de décroissances. Cet appareil est essentiellement composé d'un chronographe enregistreur Brillié à 20 voies, qui est déclenché par un système de comptage à dekatrons à nombre de coups prédéterminé (*).

Pour l'étude des spectres γ, nous avons utilisé deux sélecteurs multicanaux : soit un sélecteur à 60 canaux SAIP, soit un 256 canaux RCL.

Le SAIP, très lent (temps mort : 2 ms) présente l'avantage d'avoir le même taux de pertes dans chaque canal, et ainsi de ne pas déformer les spectres.

Le 256 canaux a de nombreux avantages sur le précédent, mais il présente un inconvénient résultant de la non-constance du temps mort par canal :

$$(16 + 0{,}5\ N) \text{ microsecondes.}$$

N étant le numéro du canal. Ce temps mort varie donc de 16 à environ 150 microsecondes, c'est-à-dire d'un facteur 10 entre les premiers et les derniers canaux, ce qui risque de déformer les spectres en changeant les intensités relatives des γ d'énergie différente.

F. — Étalonnages

L'un des points essentiels pour ce type de mesures est l'étalonnage en valeur absolue des installations de comptage. Pour les mesures β, nous avons utilisé dans ce but des sources de ^{24}Na obtenues par irradiation de sodium aux neutrons thermiques (sources fournies par le service spécialisé du C. E. A.), et étalonnées soit par le service de mesures du C. E. N. de Saclay, soit par comptage en géométrie 4π à l'aide d'un compteur proportionnel construit au laboratoire. Pour ce qui concerne l'étalonnage des diverses installations γ, il a également été effectué à l'aide de sources diverses

(*) Cet ensemble a été réalisé et mis au point par M. Bloquet à qui nous adressons nos plus vifs remerciements.

dont l'activité avait préalablement été déterminée par des mesures en géométrie 4 π (*) :

Source	Énergie (MeV)
^{24}Na	2,76
^{60}Co	1,33
	1,17
^{22}Na	1,28
	0,511 γ d'annihilation des β^+
^{137}Cs	0,662
^{203}Hg	0,280
	0,072 rayonnement XK de conversion interne.

Les schémas de désintégration de ces radioéléments dont la connaissance est nécessaire ont été pris dans le recueil de Strominger et al. (117). A partir de ces sources étalon, nous avons tracé un réseau de courbes, pour chaque installation utilisée, représentant l'efficacité en fonction de la distance source-cristal pour chaque énergie. Par interpolation, nous avons ensuite obtenu les efficacités de nos ensembles de détection pour toutes les énergies de γ qui nous intéressaient. Ces efficacités obtenues expérimentalement ont été comparées aux efficacités théoriques pour des cristaux cylindriques parfaits d'iodure de sodium, efficacités qui ont été calculées par Vegors et al. (120). Ainsi, par exemple, la figure 6 représente les efficacités expérimentale et théorique d'une installation de comptage avec un cristal de diamètre 4 cm et épaisseur 5 cm, pour un rayonnement γ de 670 keV. Nous pouvons constater un accord satisfaisant, compte tenu des imperfections des cristaux utilisés.

Dans le cas de l'activité des moniteurs de carbone, l'étalonnage s'est fait par comparaison directe avec une source de ^{22}Na étalonnée et dont l'activité a été

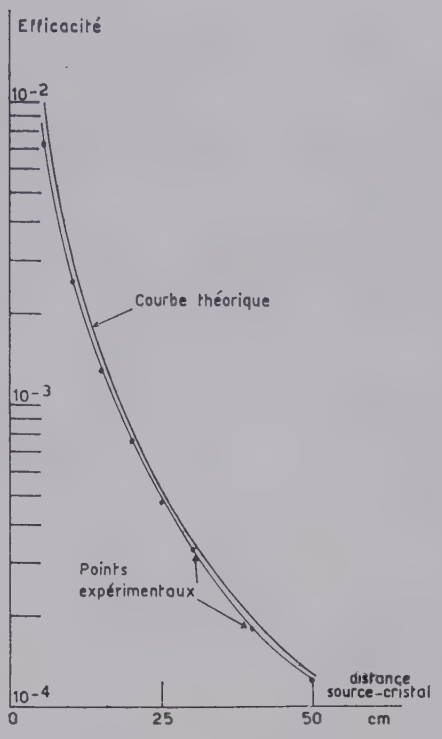

FIG. 6. — *Efficacité d'un cristal d'iodure de sodium pour un rayonnement γ de 670 keV.*

mesurée dans les mêmes conditions géométriques. Les mesures se faisant sur les γ d'annihilation, nous avons tenu compte des corrections dues à l'utilisation d'un radiateur d'aluminium. De plus, nous avons tenu compte également de l'influence du front Compton du 1,28 MeV du ^{22}Na qui n'existe pas dans le cas du ^{11}C et qui peut occasionner des erreurs atteignant 15 p. 100.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A. — Calcul des sections efficaces

Lors de l'irradiation d'une cible contenant N noyaux par unité de surface dans un faisceau ayant un flux de Φ protons par seconde et donnant naissance à un élément dont la constante radioactive est λ, l'activité produite en fin d'irradiation est :

$$A = N\Phi\sigma[1 - \exp(-\lambda t)]$$

(*) Ces mesures ont été effectuées par MM. N'Guyen Long Den et Cohen que nous tenons à remercier.

A étant l'activité en coups par seconde, σ la section efficace et t la durée de l'irradiation.

La détermination de Φ se fait, comme nous l'avons dit, par l'utilisation d'une réaction de monitorage. Avec des notations similaires, nous avons dans ce cas :

$$A^* = N^*\Phi\sigma^*[1 - \exp(-\lambda^* t)].$$

La section efficace cherchée est donc donnée par l'expression :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{N^*}{N} \frac{1 - \exp(-\lambda^* t)}{1 - \exp(-\lambda t)}$$

σ^*, N, N*, λ, λ^* et t sont connus. Il reste donc à déterminer les activités en fin d'irradiation A et A*. Pour cela, les activités mesurées comme il a été dit au chapitre précédent doivent en général être corrigées de certains facteurs tels que l'influence des filiations s'il y a lieu, les rapports d'embranchement pour l'émission des divers rayonnements, les conversions internes, etc.

1. **^{11}C.** — Le carbone actif (T = 20,5 minutes) a été détecté par l'intermédiaire des γ de 0,511 MeV dus à l'annihilation des β^+. La mesure a été faite à l'aide d'un ensemble de comptage avec sélecteur à une bande, les sélecteurs multicanaux n'étant pas assez rapides pour permettre une mesure valable des fortes activités du carbone. La courbe de décroissance de l'activité en fonction du temps permet de s'assurer de l'influence faible de l'activité du ^{7}Be formé lors de toutes les mesures faites moins de 4 heures après la fin de l'irradiation. Aucune correction n'a ensuite été faite, le ^{11}C étant supposé être émetteur β^+ à plus de 99 p. 100 (105).

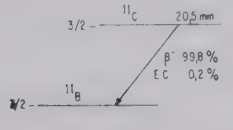

FIG. 7.

2. **^{24}Na.** — Le sodium a été mesuré soit en β soit en γ. Dans le premier cas, une courbe de décroissance de l'activité en fonction du temps était nécessaire pour vérifier la faible influence (inférieure à 1 p. 100) de l'activité β^+ du ^{22}Na, de période 2,6 ans, devant l'activité du ^{24}Na de période 15 heures lorsque les mesures sont faites entre 20 et 40 heures après la fin de l'irradiation.

Dans le cas des mesures γ, celles-ci sont faites sur le rayonnement de 2,76 MeV, parfaitement caractéristique du ^{24}Na ; il n'y a donc pas lieu de se préoccuper de l'influence des autres radioéléments formés. Malheureusement, le spectre obtenu est assez complexe et sa décomposition peut être une source d'erreurs importantes ; en vue de les minimiser, nous avons effectué un grand nombre de mesures chaque fois (au moins 10) afin d'en prendre la moyenne, et ceci rendait la méthode assez longue.

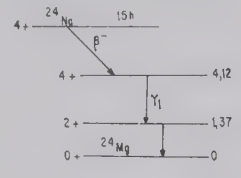

FIG. 8.

Aucune correction n'a été faite pour ces mesures puisque les β et le γ de 2,76 MeV ont une abondance très voisine de 100 p. 100 et que les coefficients de conversion interne et de création de paires interne de la transition sont négligeables (34) (55) (110) (111).

$$\frac{e}{\gamma} \sim 3.10^{-6} \qquad \frac{e_{\text{paires}}}{\gamma} \sim 8.10^{-4}.$$

3. **Fluor.** — L'activité de 1,9 heures du ^{18}F formé a été mesurée par détection des γ d'annihilation des β^+. Étant donné ce type d'activité, nous avons exceptionnellement utilisé dans ce cas pour toutes les énergies le monitorage par le carbone qui donne une activité β^+ également, ce qui nous a évité d'avoir à tenir compte de l'efficacité de l'installation de comptage pour les γ de 0,511 MeV.

Les courbes de décroissance ont montré la présence d'une activité de période 20,5 minutes, due au ^{11}C formé soit par réaction (p, pn) sur le ^{12}C du téflon, soit par réaction $(p, 4p5n)$ sur le fluor, et ont dû par suite être décomposées. Nous avons effectué une correction due au fait que ^{18}F se désintègre partiellement par une capture électronique que nous n'avons pas observée. Nous avons adopté la valeur 0,97 pour le rapport d'embranchement β^+ (38). Compte tenu de cette correction, de la durée (2 minutes) des irradiations des périodes et du fait que le fluor a été irradié sous forme de téflon $(CF_2)_n$ et le moniteur sous forme de polyéthylène $(CH_2)_n$, la section efficace de la réaction (p, pn) sur le fluor est donnée par l'expression :

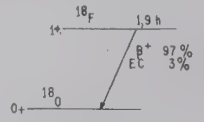

FIG. 9.

$$\sigma = \sigma^* \frac{A/0,97}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{25}{14} \frac{112}{20,5} = 10,1\ \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

où m et m^* sont les masses des cibles de téflon et de polyéthylène.

4. **Sodium.** — Son activité a été mesurée par l'intermédiaire du γ de 1,28 MeV formé, ce rayonnement étant caractéristique. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un ensemble avec sélecteur multicanaux. Dans les spectres obtenus, nous avons constaté que le rapport entre les intensités des pics de 0,511 et de 1,28 MeV n'est pas constant pour toutes les énergies des protons incidents et diffère en général du rapport observé sur une source étalon de ^{22}Na. Nous avons attribué ce fait à l'influence du γ de 0,480 MeV de ^{7}Be qui a été formé soit sur le sodium soit sur le fluor constituant la cible. Nous avons vérifié que la période du rayonnement d'environ 0,5 MeV semblait en effet plus courte que la période de 2,6 ans correspondant au rayonnement de 1,28 MeV.

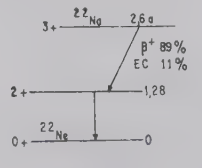

FIG. 10.

La seule correction due au schéma de désintégration correspond au rapport d'embranchement β^+. Nous avons utilisé la valeur 0,89 (3) pour les mesures faites en γ de 0,511 MeV. Nous avons négligé la transition directe vers l'état fondamental du ^{22}Ne (130) ainsi que la conversion interne du γ de 1,28 MeV (79) $\left(\frac{e}{\gamma} \sim 7.10^{-6}\right)$

Pour des irradiations de 20 minutes, les sections

efficaces des réactions (p, pn) sur le sodium sont donc données par l'expression :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{42}{12} \frac{1 - \exp\left(-\frac{0,693.20}{20,5}\right)}{\frac{0,693.20}{2,6.365.24.60}} = 1,7.10^5\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

lorsque le moniteur utilisé était le graphite et :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{42}{27} \frac{2,6.365.24}{15} = 2,36.10^3\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

pour un monitorage par l'aluminium.

5. **Manganèse.** — Le manganèse formé par réaction (p, pn) est ^{54}Mn, caractérisé par une période de 290 jours et un γ de 0,84 MeV. Ce dernier nous a servi pour les mesures faites à l'aide d'un ensemble avec sélecteur multicanaux. Peu de temps après l'irradiation, de nombreux rayonnements correspondant à des isotopes formés par d'autres réactions sont visibles dans le spectre. Environ 2 mois plus tard, le rayonnement caractéristique du ^{54}Mn apparaît nettement et peut être mesuré sans nécessiter de purification chimique. Le schéma de désintégration du ^{54}Mn est simple : la totalité des transitions passe par le niveau de 0,84 MeV (33).

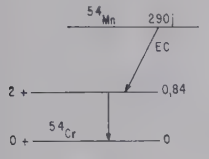

FIG. 11.

Le coefficient de conversion, s'il n'est pas connu expérimentalement, doit être faible, comme le montrent les coefficients théoriques (101) et les coefficients expérimentaux relatifs à des transitions E_2 d'énergie voisine dans ^{52}Mn (71) $\left(\frac{e}{\gamma} \leqslant 3.10^{-4}\right)$.

Pour des irradiations de 10 minutes, les sections efficaces sont données par les expressions :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{87}{12} \frac{1 - \exp\left(-\frac{0,693.10}{20,5}\right)}{\frac{0,693.10}{290.24.60}} = 1,27.10^5\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

monitorage par le graphite ;

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{87}{27} \frac{290.24}{15} = 1,49.10^3\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

monitorage par l'aluminium.

6. **Yttrium.** — ^{88}Y se désintègre essentiellement par capture électronique avec une période de 105 jours. Son schéma de désintégration est un peu plus complexe que dans les cas précédents. On sait cependant que 99,5 p. 100 des transitions passent par le niveau de 1,85 MeV (78). Le rayonnement γ de désexcitation de ce niveau, dont la conversion interne est négligeable (93), nous a donc servi aux mesures. Le spectre observé, complexe au début permet cependant de déceler ce γ qui apparaît nettement. Parmi les autres rayonnements visibles, on peut distinguer le γ de 0,39 MeV qui décroît avec une période de 85 jours et correspond au ^{88}Zr formé par réaction $(p, 2n)$; ce pic est important car il nous permet de tenir compte de la filiation $^{88}\text{Zr} \xrightarrow{EC} {}^{88}\text{Y}$.

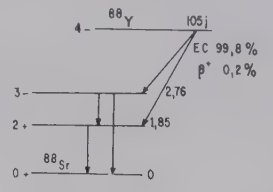

FIG. 12.

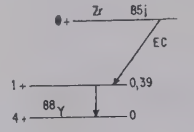

FIG. 13.

Le schéma de désintégration de cet isotope du zirconium est simple : toutes les transitions passent par le niveau de 0,39 MeV et la conversion interne du γ est faible (68) : $\frac{e}{\gamma} \sim 0,03$.

Les sections efficaces de formation sont données par les expressions suivantes (la durée des irradiations étant de 5 minutes) :

Monitorage par le graphite :

^{88}Y $$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{113}{12} \frac{1 - \exp\left(-\frac{0,693.5}{20,5}\right)}{\frac{0,693.5}{105.24.60}} = 6,35.10^4\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

^{88}Zr $$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{113}{12} \frac{1 - \exp\left(-\frac{0,693.5}{20,5}\right)}{\frac{0,693.5}{85.24.60}} = 5,15.10^4\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

Monitorage par l'aluminium :

^{88}Y $$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{113}{27} \frac{105.24}{15} = 7,03.10^2\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

^{88}Zr $$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{113}{27} \frac{85.24}{15} = 5,7.10^2\, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}.$$

7. **Césium** (100). — L'isotope 132, formé par réaction (p, pn), est caractérisé par une période de 6,2 jours et un rayonnement γ de 0,67 MeV. Il semble qu'au moins 98 p. 100 des transitions passent par le niveau

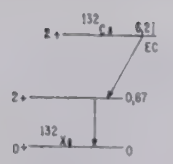

FIG. 14.

de 0,67 MeV (13). Le coefficient de conversion interne de ce γ n'étant pas connu expérimentalement, nous avons vérifié, d'après les calculs théoriques (101) et en admettant les coefficients d'un rayonnement E_2 d'énergie voisine dans ^{134}Cs (96) qu'il doit être inférieur à 0,01. Les sections efficaces sont (pour des irradiations de 5 minutes) :

Moniteur de graphite :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{168}{12} \frac{1 - \exp\left(-\frac{0,693 \cdot 5}{20,5}\right)}{\frac{0,693 \cdot 5}{6,2.24.60}} = 5,59 \cdot 10^3 \, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

Moniteur d'aluminium :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{168}{27} \frac{6,2.24}{15} = 61,7 \, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} .$$

8. **Or** (109). — ^{196}Au, de période 6,1 jours, se désintègre par capture électronique et émission β^-. Son schéma de désintégration est le suivant :

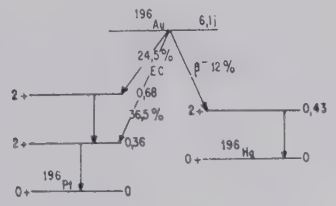

FIG. 15.

Même après purification chimique, la complexité du spectre γ est telle qu'il est difficile de faire les mesures sur un rayonnement caractéristique à grande énergie. Nous avons alors détecté le rayonnement XK émis à la suite des captures. Nous avons étudié la décroissance en fonction du temps de l'activité XK, et de la décomposition des courbes, l'activité attribuée à la période de 6,1 jours a été déduite.

Les corrections à effectuer dans ce cas sont plus nombreuses :

— Rapport d'embranchement de la capture électronique. Nous avons pris la valeur 88 p. 100 (118).

— Rapport d'embranchement $\frac{\text{Capture L}}{\text{Capture K}}$:

Pour la transition aboutissant au niveau de 0,685 MeV, une valeur expérimentale de ce rapport a été déterminée : 0,4 $\pm$ 0,1 (53). On ne connaît pas ce rapport pour la transition aboutissant au premier niveau excité ; nous avons donc utilisé une valeur théorique : 0,3 obtenue grâce aux calculs de Brysk et Rose (23).

— Rendement de fluorescence de la couche K.

Les courbes publiées par Bergstrom (10) et les formules semi-empiriques de Laberrigue et Radvanyi (75) conduisent à une valeur analogue : $w_K = 0,95$.

— Coefficients de conversion interne des trois γ (car nous ne pouvons pas différencier les XK de capture qui nous intéressent des XK de conversion que nous détectons avec eux).

Ils ont été déterminés expérimentalement :

$$\left.\begin{array}{lll} \gamma \text{ de } 0,32 \text{ MeV} & \frac{e_K}{\gamma} = 0,059 & \frac{K}{L+M} = 2,0 \\ \gamma \text{ de } 0,36 \text{ MeV} & \frac{e_K}{\gamma} = 0,042 & \frac{K}{L+M} = 1,9 \end{array}\right\} \quad (118)$$

$$\gamma \text{ de } 0,43 \text{ MeV} \quad \frac{e_L}{\gamma} = 0,007 \quad (114)$$

L'ensemble de ces corrections conduit à l'expression suivante pour la section efficace (irradiation de 10 minutes) :

Moniteur de graphite :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A/0,67}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{197}{12} \frac{1 - \exp\left(-\frac{0,693 \cdot 10}{20,5}\right)}{\frac{0,693 \cdot 10}{6,1.24.60}} = 9,0 \cdot 10^3 \, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m}$$

Moniteur d'aluminium :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A/0,67}{A^*} \frac{m^*}{m} \frac{197}{27} \frac{6,1.24}{15} = 1,06 \cdot 10^2 \, \sigma^* \frac{A}{A^*} \frac{m^*}{m} .$$

A basse énergie, nous avons également effectué quelques mesures des rayonnements γ de 320 et 360 keV, qui apparaissent nettement dans ces conditions, et qui nous ont conduits à des sections efficaces en accord avec celles que nous avons obtenues par mesure du rayonnement XK.

Lors des irradiations de manganèse, de césium et d'or, les formules donnent directement les sections efficaces des réactions (p, pn).

Dans le cas de l'yttrium, nous nous trouvons en présence d'^{88}Y produit directement et d'^{88}Y provenant par filiation du ^{88}Zr produit par réaction $(p, 2n)$. La mesure de la section efficace de cette dernière réaction permet d'obtenir, par différence, la fonction d'excitation de la réaction (p, pn) seule.

Enfin, pour les irradiations de fluor et de sodium, les éléments formés par les réactions $(p, 2n)$ ont des périodes extrêmement courtes (^{18}Ne : 1,6 seconde et ^{22}Mg : 0,13 seconde). Ces corps étant émetteurs β^+, nous ne pouvons mesurer que les sections efficaces cumulatives $(p, pn) + (p, 2n)$, ce dont nous devons tenir compte

lors de la comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques. Cet état de choses est du reste fréquent pour les noyaux légers; et se retrouve même dans le cas du carbone : toutes les sections efficaces (*p*, *pn*) publiées dans la littérature sont en réalité des sections efficaces cumulatives.

B. — Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour les sections efficaces des diverses réactions (*p*, *pn*) sont résumés dans les tableaux II à VII.

TABLEAU II

Cible : F E_p (MeV)	σ (mb)
20	66 ± 20
21	105 ± 25
23	182 ± 27
27	200 ± 28
34	230 ± 30
37	146 ± 16
43	126 ± 15
45	124 ± 15
48	90 ± 10
50	84 ± 10
60	67 ± 8
64	55 ± 7
70	56 ± 7
74	64 ± 8
79,5	50 ± 6
89	47 ± 6
99	46 ± 6
113	40 ± 5
141	32 ± 5
154	27 ± 4

TABLEAU III

Cible : Na E_p (MeV)	σ (mb)
15	72 ± 15
20	113 ± 12
32	115 ± 12
45	112 ± 12
51,5	94 ± 10
56,5	90 ± 9
66,5	90 ± 9
77	67 ± 7
80	80 ± 8
88	64 ± 7
103	65 ± 7
110	63 ± 7
117	44 ± 5
134	47 ± 5
152	47 ± 5

TABLEAU IV

Cible : Mn E_p (MeV)	σ (mb)
15	152 ± 50
22	435 ± 45
26	458 ± 50
31	438 ± 45
38	321 ± 35
44	294 ± 30
52,5	265 ± 28
61	193 ± 20
68,5	180 ± 20
77	162 ± 18
86,5	161 ± 18
103	140 ± 15
117	111 ± 12
134	86 ± 10
152	89 ± 10

TABLEAU V

Cible : Y E_p (MeV)	σ (mb)
22	36 ± 25
27	220 ± 35
31	139 ± 30
36	172 ± 33
48,5	202 ± 35
61	201 ± 35
71	148 ± 30
74	124 ± 25
87	126 ± 25
103	143 ± 20
117	119 ± 18
134	109 ± 18
152	120 ± 20

TABLEAU VI

Cible : Cs E_p (MeV)	σ (mb)
26	165 ± 25
40	240 ± 35
49	214 ± 30
59	259 ± 38
69	222 ± 35
77	216 ± 32
84	197 ± 30
90	238 ± 35
107	206 ± 30
126	172 ± 25
144	144 ± 20
152	138 ± 20

TABLEAU VII

Cible : Au E_p (MeV)	σ (mb)
32,5	146 ± 30
44	175 ± 30
54,5	177 ± 30
72	173 ± 30
88	189 ± 30
99	127 ± 25
127	80 ± 15
139	68 ± 12
154	76 ± 15

C. — Précision des résultats obtenus

Les erreurs faites peuvent être classées en trois catégories :

1. **Les erreurs statistiques et autres erreurs variant d'une mesure à l'autre.**
2. **Les erreurs systématiques sur les mesures concernant une réaction donnée.**
3. **Les erreurs systématiques sur l'ensemble des mesures.**

1. **Erreurs non systématiques.** — Parmi les erreurs de ce type, nous pouvons citer :

a) La précision sur les pesées des cibles. Elle est très bonne (mieux que 10^{-4}) et nous négligeons cette cause d'erreur.

b) L'alignement des cibles et moniteurs, qui doit être aussi parfait que possible. Malheureusement, les difficultés pratiques sont telles que cet alignement, quoique très soigneusement effectué avant l'introduction de la cible dans le synchrocyclotron, se révèle être une des causes principales d'erreur. D'après la dispersion des résultats concernant un empilement de feuilles irradiées, nous pouvons estimer cette erreur à 5 p. 100 environ.

c) Si l'on utilise le monitorage par le graphite, la durée de l'irradiation n'est pas faible devant la période du radioélément formé ; la non-constance dans le temps du flux de protons tombant sur la cible peut occasionner des erreurs difficiles à chiffrer, mais que nous estimons à environ 3 p. 100.

d) Le rendement des séparations chimiques est assez bien défini et l'erreur en résultant ne dépasse pas 5 p. 100.

e) Les erreurs statistiques sur les comptages sont négligeables. En effet, ces mesures ont toujours porté sur un nombre de coups supérieur à 10^4, et en général de l'ordre de 10^5, soit une erreur inférieure à 1 p. 100.

f) La décomposition des courbes de décroissance de l'activité en fonction du temps conduit à une imprécision de l'ordre de 3 p. 100 ; la décomposition des spectres et la mesure des surfaces des pics conduisent à une erreur du même ordre.

g) A basse énergie, l'imprécision sur l'énergie exacte des protons incidents, due aux oscillations radiales dans le synchrocyclotron et au « straggling » dans les divers absorbants et ralentisseurs, crée une imprécision supplémentaire lorsque la section efficace du moniteur varie rapidement, ce qui est le cas pour les énergies inférieures à 35 MeV environ.

Les erreurs non systématiques varient donc de 8 à 20 p. 100 environ. Ce sont elles qui figurent dans les tableaux de résultats ainsi que sur les courbes représentant les fonctions d'excitation.

2. **Erreurs systématiques sur les mesures concernant une réaction donnée.** — Ces erreurs sont dues principalement à deux causes :

a) La pureté de la cible. En général, nous avons utilisé des produits de haute pureté ; nos mesures ayant porté sur des rayonnements caractéristiques par leur énergie ou leur période, une erreur ne peut s'introduire que par la formation, sur une impureté, du nuclide mesuré, par une réaction autre que (p, pn). Comme cette dernière réaction a une section efficace importante, l'erreur due aux impuretés dans les cibles doit être inférieure à 1 p. 100.

b) Les schémas de désintégration. Les incertitudes dues aux divers schémas peuvent naturellement être une cause d'erreur appréciable, et très difficile à chiffrer. Notons cependant que les nuclides formés par réaction (p, pn) sont relativement bien connus, ce qui laisse espérer que les erreurs commises sont peu importantes. Nous pouvons ajouter ici les erreurs systématiques dans les décompositions des spectres lorsqu'ils sont complexes.

3. **Erreurs systématiques sur l'ensemble des mesures.** Elles sont dues à trois causes. — *a*) L'étalonnage en valeur absolue des ensembles de comptage. Les sources dont nous disposions pour cet étalonnage avaient été mesurées avec une précision de 3 p. 100. La stabilité dans le temps des ensembles s'étant révélée très bonne à la suite de contrôles réguliers, nous pouvons estimer à environ 5 p. 100 l'erreur sur l'étalonnage en valeur absolue, compte tenu du fait que nous avons dû procéder à des interpolations pour les énergies.

b) Les sections efficaces des réactions utilisées pour le monitorage ont été bien étudiées. Il faut cependant signaler que certains désaccords existent entre différentes mesures. Ainsi, Yule et Turkevich (133) ont mesuré quelques sections efficaces de la réaction $^{27}Al(p, 3pn)^{24}Na$ et ont obtenu des résultats supérieurs d'environ 10 p. 100 à ceux de Hicks et al. (63) dont nous nous sommes servis. Nous pensons qu'une erreur possible d'environ 10 p. 100 sur les valeurs utilisées pour le monitorage est à prévoir.

c) Récemment, Cumming et al. (32) ont montré que lors des irradiations utilisant le monitorage par le carbone, il y a une certaine perte de noyaux de ^{11}C,

perte qui serait due à un phénomène de diffusion dans la cible, suivie de la sortie du carbone sous forme de composés gazeux. Ce phénomène semble être important pour des cibles de polyéthylène et de polystyrène, mais il est faible pour des cibles de graphite, surtout pour des cibles épaisses comme nous les avons utilisées.

Si nous tenons compte de toutes ces erreurs possibles, nous voyons que nos résultats doivent être considérés comme étant à 30 p. 100 près environ.

CHAPITRE IV

MODÈLES UTILISÉS ET CALCULS THÉORIQUES

A. — Excitation coulombienne

Bien que prévue avant 1939 (126), l'excitation coulombienne n'a été complètement étudiée, du point de vue théorique, qu'après la mise au point du modèle unifié pour la représentation du noyau, c'est-à-dire en 1953 (67) (2) (62). Du point de vue expérimental, ce phénomène a été bien étudié à basse énergie, mais on ne sait pratiquement rien de la validité des prévisions théoriques à des énergies d'excitation supérieures à quelques MeV.

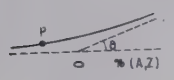

FIG. 16.

Soit un proton P passant au voisinage d'un noyau N (A, Z). Une partie de l'énergie du proton est transmise au noyau par l'intermédiaire du champ coulombien. Ce transfert d'énergie se traduit, dans l'Hamiltonien correspondant à l'interaction, par un terme de la forme :

$$\int \rho_n(\vec{r})\varphi(\vec{r}, t)d\tau$$

avec $\rho_n(\vec{r})$ opérateur densité de charge.

$\varphi(\vec{r}, t)$ potentiel coulombien. Si nous décomposons ce potentiel en composantes multipolaires, nous obtenons pour section efficace du phénomène :

$$d\sigma = d\sigma_E + d\sigma_M = \sum_{\lambda=1}^{\infty} d\sigma_{E\lambda} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} d\sigma_{M\lambda}$$

où $\sigma_{E\lambda}(\sigma_{M\lambda})$ est la section efficace d'excitation par un rayonnement électrique (magnétique) d'ordre multipolaire λ.

Nous ne nous intéressons qu'aux excitations donnant lieu à une émission ultérieure d'un neutron ; l'énergie d'excitation ΔE doit donc être supérieure au seuil correspondant à cette émission. Comme, d'autre part, les excitations magnétiques sont faibles par rapport aux excitations électriques de même ordre multipolaire, le terme prépondérant dans la section efficace sera le terme dipolaire électrique (ceci se retrouve dans les réactions photonucléaires, pour lesquelles on sait que la quasi-totalité de la section efficace (γ, n) a cette origine).

En négligeant les autres termes, on obtient donc :

$$d\sigma \simeq d\sigma_{E_1}.$$

La section efficace est alors :

$$\sigma = \frac{e^2}{(\hbar v)^2} B(E_1) f_{E_1}(\xi)$$

avec :

v vitesse du proton incident ;

$B(E_1)$ probabilité de transition réduite correspondant à une transition radiative dipolaire électrique ;

$$f_{E_1}(\xi) = \frac{16\pi^3}{27} \sum_{\mu} \left| Y_{1\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \right|^2 \int_0^{\pi} | I_{1\mu}(\theta, \xi) |^2 \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}} d\theta$$

est une fonction tabulée (2) ;

et :

$$\xi = \frac{Ze^2}{\hbar v} \frac{\Delta E}{2E}$$

où :

ΔE est l'énergie d'excitation ;

$$E = \frac{I}{2} m_0 v^2 ;$$

m_0 masse réduite.

La théorie quantique ne modifie que légèrement les résultats de la théorie classique pour les transitions E_1, qui sont les seules que nous considérons ici ; nous conservons donc les formules précédentes.

Calcul de $B(E_1)$. — Ce terme est le seul dont la détermination soit délicate. Deux méthodes permettent de l'évaluer :

1° Il existe une relation simple entre cette probabilité réduite $B(E_1)$ et la probabilité partielle de désexcitation par émission γ du niveau excité. Cette dernière, pour une transition E_1, est donnée par l'expression (17) :

$$T = \frac{16\pi}{9} \frac{I}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 B(E_1)$$

avec :

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$$

ou, en appelant $\Gamma\gamma$ la largeur partielle γ du niveau :

$$\Gamma_\gamma = \frac{16\pi}{9}\left(\frac{\omega}{c}\right)^3 B(E_1).$$

L'étude des résonances géantes des réactions photonucléaires (15) (54) montre que la largeur Γ_n d'émission de neutrons est d'environ 5 à 6 MeV. Comme la largeur partielle γ est de l'ordre du centième de la largeur pour l'émission de neutrons, nous adopterons :

$$\Gamma_\gamma \sim 10 \text{ à } 50 \text{ keV}.$$

2° L'existence d'une règle de somme pour les réactions photonucléaires est bien connue ; en particulier, pour les réactions correspondant à des transitions E_1, on a pu proposer (83) l'expression :

$$\int \sigma(E_1)dE \simeq 0{,}060\,\frac{N.Z}{A}\,(1 + 0{,}8x) \text{ MeV barns}$$

x étant la proportion de forces d'échange.

Or, l'expression théorique de $\sigma(E)_1$ dépend de $B(E_1)$. Cette dernière quantité peut donc être directement déduite de la règle de somme. Cette méthode de calcul a été utilisée par Porile (98), qui a obtenu des résultats tout à fait comparables à ceux que nous obtenons en adoptant la première méthode.

Si nous prenons un noyau moyen (Z = 30), une énergie incidente de 100 MeV, une énergie d'excitation de 20 MeV (correspondant à la résonance géante) et une largeur de cette résonance pour l'émission radiative de 30 keV, en prenant pour $f_{E_1}(\xi)$ la valeur tabulée dans (2), nous obtenons une section efficace de l'ordre de 2 mb.

Cette faible valeur montre que ce phénomène est très peu important et que l'excitation coulombienne ne peut être importante que pour les réactions du type (p, p').

Remarquons que les résultats expérimentaux de Garron et al. (48) sur la diffusion inélastique des protons à 150 MeV sont en accord avec ces valeurs théoriques : ils obtiennent en effet une section efficace d'environ 3 mb. pour l'excitation du niveau de 20 MeV du carbone.

B. — Interaction collective

Glassgold et al. (49) ont tenté d'établir un modèle d'excitations collectives de la matière nucléaire par des nucléons de grande énergie.

Classiquement, ils traitent le problème comme étant la conséquence d'une propagation d'ondes hydrodynamiques dans les noyaux. Mais lorsqu'on effectue le calcul quantique on est conduit à certains degrés de liberté que les auteurs associent au spin et au spin isotopique, ce qui amène l'introduction d'ondes de spin, de spin isotopique et d'ondes couplées spin-spin isotopique en plus des ondes usuelles (les ondes de spin isotopique sont identifiées aux oscillations de type Goldhaber-Teller).

Cependant, les auteurs n'ont pas traité le problème dans le cas de noyaux de dimensions finies et les seuls résultats quantitatifs qu'ils ont obtenus concernent les distributions angulaires et énergétiques des particules émises.

L'absence de conclusions relatives aux sections efficaces totales des diverses réactions ne nous a pas permis de comparer nos résultats expérimentaux aux prévisions de ce modèle.

C. — Processus de Serber

Modèle statistique des réactions nucléaires (Évaporation). — Ce modèle postule deux étapes distinctes dans le processus de réaction :

1° La formation d'un noyau intermédiaire qui se trouve être dans un niveau excité d'énergie E et dans un état de spin et parité déterminés. Bohr suppose (20), pour le mode de formation de ce noyau intermédiaire une suite de collisions nucléon-nucléon après laquelle un équilibre thermodynamique s'établit. Il peut y avoir cependant d'autres modes de formation de cet état, en particulier des excitations collectives.

2° La désexcitation du noyau composé, s'effectuant par émission γ ou par émission de particules (évaporation), qui ne dépend pas du mode de formation de l'état intermédiaire.

Dans le processus de Serber, la première étape correspondant au modèle statistique est principalement l'interaction directe, et nous en parlerons plus loin. Pour la deuxième étape, nous négligerons l'émission γ, qui est très faible aux énergies qui nous concernent.

La théorie générale de l'évaporation, due à Weisskopf (125) (127), conduit à une distribution énergétique des particules émises de la forme :

$$P(\varepsilon_x)d\varepsilon_x = \frac{2\,s_x + 1}{\pi^2\hbar^3}\,\mu_x\sigma_x(\varepsilon_x)\cdot\varepsilon_x\,\frac{\rho'(E - B_x - \varepsilon_x)}{\rho(E)}\,d\varepsilon_x$$

où l'indice x caractérise la particule évaporée, ε_x étant son énergie cinétique, s_x son spin et B_x son énergie de liaison.

E est l'énergie d'excitation avant l'évaporation.

$\rho(E)$ la densité de niveaux du noyau excité.

$\rho'(E - B_x - \varepsilon_x)$ la densité de niveaux du noyau résiduel après l'évaporation.

μ_x la masse réduite du système après l'évaporation et $\sigma_x(\varepsilon_x)$ la section efficace du processus inverse, c'est-à-dire de la capture par un noyau $(A - A_x, Z - Z_x)$ excité à l'énergie $(E - B_x - \varepsilon_x)$ d'une particule x d'énergie cinétique ε_x.

Dans cette expression, deux quantités sont difficiles à déterminer :

— la section efficace du processus inverse ;

— la densité de niveaux des noyaux excité et résiduel.

Section efficace du processus inverse. — L'approximation la plus usuelle, pour cette section efficace, est fournie par la théorie du continuum (17) pour la capture de la particule x par le noyau résiduel dans son état fondamental. Il n'est cependant pas certain que les sections efficaces de capture par un noyau dans deux états d'énergie différents soient les mêmes ; en particulier, la théorie de continuum fait intervenir directement le rayon nucléaire et il semble que celui-ci soit plus grand pour un noyau fortement excité. D'autre part, pour les particules chargées ou ayant un moment angulaire non nul, les barrières coulombienne et centrifuge interviennent dans les formules, les rendent difficiles à exploiter, et amènent l'utilisation d'expressions encore plus approximatives :

— pour les neutrons, la section efficace géométrique πR^2, modifiée parfois par l'adjonction d'un terme correctif quantique (45) :

$$\pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2$$

— pour les particules chargées, la même section efficace géométrique multipliée par le facteur :

$$1 - k_x \frac{V_x}{\varepsilon_x}$$

où V_x est la hauteur de la barrière électrostatique et k_x un coefficient destiné à rendre compte de la transparence de la barrière, et généralement déterminé de façon empirique.

Ces approximations sont assez grossières ; nous savons bien, en particulier, que les sections efficaces d'absorption des neutrons ne sont pas constantes, et augmentent aux basses énergies, ce qui est le cas général dans l'évaporation. Pour essayer de pallier ces inconvénients, Dostrovsky et al. (35) ont proposé des formules empiriques pour les sections efficaces de capture :

— dans le cas des neutrons :

$$\sigma_c = \sigma_g \cdot \alpha \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon}\right)$$

avec :

$$\sigma_g = \pi R^2 \qquad R = 1{,}5\ A^{1/3} \text{ fermis}$$

$$\alpha = 0{,}76 + 2{,}2\ A^{-1/3}$$

$$\beta = \frac{2{,}12\ A^{-2/3} - 0{,}05}{0{,}76 + 2{,}2\ A^{-1/3}} ;$$

— dans le cas des protons :

$$\sigma_c = \sigma_g(1 + c_p)\left(1 - k_p \frac{V_p}{\varepsilon}\right)$$

les paramètres c_p variant de 0,50 pour Z = 10 à 0,10 pour Z $\geqslant$ 70 ;

et k_p variant de 0,42 pour Z = 10 à 0,80 pour Z $\geqslant$ 70.

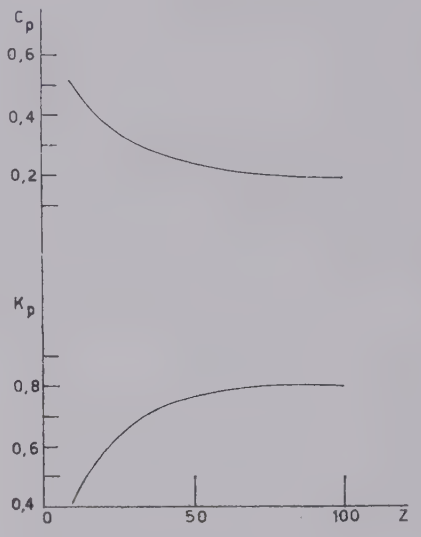

FIG. 17. — *Coefficients C_p et K_p d'après Dostrovsky et al.*

Densité de niveaux. — La densité de niveaux des noyaux, surtout pour des excitations assez grandes, est très mal connue. On peut développer un formalisme général, indépendant du modèle du noyau ; on considère pour cela le problème comme étant purement une question de mécanique et de thermodynamique statistiques. En utilisant cette méthode, Bethe (11) a montré l'existence de la relation :

$$\frac{1}{\rho(E)} = \tau \left(2\pi \frac{dE}{d\tau}\right)^{1/2} e^{-S} \qquad \text{avec} \qquad \frac{dS}{dE} = \frac{1}{\tau}$$

où E est l'énergie d'excitation du noyau,

τ la température nucléaire,

$\rho(E)$ la densité de niveaux

et S l'entropie.

Pour expliciter cette formule, il faut connaître la relation liant E et τ, et qui dépend du modèle du noyau.

1° Gaz de Fermi avec puits de potentiel à bords francs (puits carré). Avec ce modèle, la relation liant l'énergie d'excitation à la température nucléaire est de la forme :

$$E = \alpha\tau^2 + \beta\tau^4 + \ldots$$

avec :

$$\alpha = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{A}{\varepsilon_F} \approx \frac{A}{10},$$

A nombre de nucléons,
ε_F énergie de Fermi,
et :

$$\beta = -\frac{3}{5}\left(\frac{\pi}{2}\right)^4 \frac{A}{\varepsilon_F^3} \approx -\frac{A}{5\,000}.$$

Le second terme étant petit, la formule utilisée est :

$$E \approx \frac{A}{10}\tau^2.$$

2° Gaz de Fermi avec potentiel à bords diffus (potentiel de type Saxon-Woods).

Un calcul effectué par Beard (7) conduit à l'expression :

$$E = \alpha\tau^2 + \beta'\tau^4 + \ldots$$

avec :

$$\alpha = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{A}{\varepsilon_F} \approx \frac{A}{10}$$

et :

$$\beta' = -\frac{3}{5}\left(\frac{\pi}{2}\right)^4 \frac{A}{\varepsilon_F^3} + 0{,}171\,\frac{A}{\varepsilon_F} \approx \frac{A}{150}.$$

Dans ce cas le terme en τ^4 n'est plus négligeable lorsque l'énergie d'excitation est importante.

3° Le modèle du gaz de Fermi avec corrélations entre nucléons a été étudié par Bardeen (6) et cet auteur a obtenu l'expression :

$$E \approx \frac{A}{20}\tau^2.$$

4° Modèle hydrodynamique. Bethe (11) a montré que dans ce cas la relation liant E à τ est plus complexe ; pour les excitations faibles, elle se ramène à $E = \alpha\tau^{7/3}$ et pour les excitations importantes à $E = \alpha\tau^4$.

5° Lang et Le Couteur (77) ont utilisé un modèle de gaz de Fermi avec puits carré, mais ils ont tenu compte de l'existence d'un coefficient de compressibilité non nul de la matière nucléaire et d'oscillations de surface possibles ; cela les a conduit à une expression modifiée :

$$E \approx \frac{A}{11}\tau^2 - \tau + \frac{1}{8}A^{2/3}\tau^{7/3}.$$

6° Ces mêmes auteurs ont établi une formule semi-empirique rendant assez bien compte des résultats expérimentaux connus (qui concernent tous des noyaux excités à moins de 25 MeV) :

$$E \approx \frac{A}{8{,}5}\tau^2.$$

7° Plusieurs auteurs, pour expliquer leurs résultats expérimentaux, ont proposé des formules de type :

$$E = \frac{A}{K}\tau^2$$

avec K variant de 8 à 22 MeV^{-1}.

Certains résultats semblent nécessiter une expression ne dépendant pas de A ; ainsi, Eisberg, Igo et Wegner (40) ont proposé :

$$E \approx \alpha\tau^2$$

avec $\alpha = 8\ MeV^{-1}$.

Enfin, dans certains cas, on pense même qu'une température constante explique mieux les expériences.

Malheureusement l'expérience n'a pas permis, jusqu'à présent, de choisir sans ambiguïté parmi l'ensemble de ces expressions, car la densité de niveaux est une grandeur qu'on ne peut pas atteindre directement. Il semble actuellement qu'il faille considérer la relation liant énergie d'excitation et température comme une relation à déterminer empiriquement, et dont les paramètres peuvent être ajustés dans certaines limites.

En choisissant une relation liant E et τ, on peut déterminer explicitement la densité de niveaux.

En adoptant $E = \alpha\tau^n$, nous obtenons (11) :

$$\rho(E) = \frac{1}{(2\pi n)^{1/2}}\left(\frac{\alpha}{E^{n+1}}\right)^{1/2n} \exp\left[\frac{n}{n-1}\alpha^{\frac{1}{n}}E^{\frac{n-1}{n}}\right]$$

et, en particulier pour $n = 2$:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{\alpha}{E^3}\right)^{1/4} \exp\left[2\sqrt{\alpha E}\right].$$

Avec $E = \alpha\tau^2 + \beta\tau^4$, nous obtenons (7) :

$$\rho(E) \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{\alpha}{E^3}\right)^{1/4} \exp\left[2\sqrt{\alpha E} + \frac{1}{3}\beta\left(\frac{E}{\alpha}\right)^{3/2}\right].$$

Une application numérique montre que cette dernière formule ne diffère sensiblement de la précédente que pour les énergies d'excitation supérieures à 50 MeV.

Nous avons vu qu'il fallait considérer le coefficient α comme un paramètre ajustable. D'autre part, ces formules sont manifestement peu exactes aux très basses énergies d'excitation puisqu'elles prévoient une densité de niveaux tendant vers l'infini au voisinage de l'état fondamental ($E \to 0$). Enfin, pour les énergies d'excitation moyennes, la variation de l'exponentielle est beaucoup plus rapide que celle du terme la précédant. Pour toutes ces raisons, il paraît justifié d'utiliser une formule approchée :

$$\rho(E) = C \exp\left[2\sqrt{\alpha E}\right]$$

ou :

$$\rho(E) = C \exp\left[2\sqrt{\alpha E} + \frac{1}{3}\beta\left(\frac{E}{\alpha}\right)^{3/2}\right]$$

en considérant C, α et β comme des paramètres ajustables.

Très rapidement, on a constaté l'importance de phénomènes négligés dans l'établissement de ces formules : l'excès de neutrons, la parité du nombre de neutrons et de protons et la structure en couches (influence des nombres magiques).

1° Le Couteur (80) a établi des formules empiriques pour rendre compte, selon la nature de la particule évaporée, de l'excès de neutrons ; il a proposé :

$$\alpha_n = \alpha \left(1 - 1{,}3 \frac{\theta}{A} \right)^2$$

$$\alpha_p = \alpha \left(1 + 1{,}3 \frac{\theta}{A} \right)^2$$

où nous avons :

$$\theta = \frac{N - Z}{A}.$$

$\alpha_n(\alpha_p)$ est le paramètre relatif au noyau obtenu après évaporation d'un neutron (proton).

α est pris proportionnel à $(A - 1)$.

2° L'influence de la parité du nombre de neutrons et de protons a été étudiée par Weisskopf et Ewing (127), qui ont proposé d'agir, pour en tenir compte, sur le coefficient pré-exponentiel C :

$$C_{\text{imp. imp.}} = 4\, C_{\text{p. p.}}$$
$$C_{\text{imp. p.}} = C_{\text{p. imp.}} = 2\, C_{\text{p. p.}}.$$

Hurwitz et Bethe (66) ont remarqué que la parité du nombre de nucléons intervenait probablement en déplaçant l'énergie correspondant au niveau fondamental (on peut voir cette influence sur la formule de masse semi-empirique de Bethe-Weiszäcker). Par conséquent, ils ont proposé de tenir compte de cet effet en définissant un niveau caractéristique au-dessus du niveau fondamental, les densités de niveaux étant comptées à partir de ce niveau caractéristique. Ceci se traduit par l'introduction d'une énergie de « pairing » δ dans l'exponentielle, qui devient :

$$\exp 2\,[\alpha(E - \delta)]^{1/2}$$

avec $\delta = 0$ pour les noyaux impair-impair,

$$\text{et } \delta_{\text{p. imp.}} \approx \delta_{\text{imp. p.}} < \delta_{\text{p. p.}}.$$

3° Au voisinage des couches fermées, nous nous attendons à des irrégularités supplémentaires dans les densités de niveaux. Newton (95) a introduit un tel effet dans le paramètre α. Il a, pour cela, remplacé la densité des orbites des nucléons, dans le voisinage du niveau de Fermi, par la densité des orbites donnée par le modèle des couches. Ceci, ramené à l'expression donnant la densité de niveaux, se traduit par une forte influence sur le paramètre α, qui ne dépend plus seulement de A et de $\dfrac{N - Z}{A}$ mais aussi explicitement de N et de Z. Newton a été amené, en analysant les résultats expérimentaux, à tabuler une série de coefficients permettant de calculer α. Cette méthode étant très incommode pour les calculs ultérieurs, Dostrovsky et al. (35) ont préféré inclure l'effet des couches fermées, d'une façon purement empirique, dans le terme δ. Ils ont à cet effet augmenté ce paramètre de 1 à 2 MeV pour les noyaux magiques. Remarquons que cette façon d'introduire les effets de « pairing » et de structure en couche n'est pas totalement satisfaisante, puisqu'elle conduit à supposer qu'il n'existe pas de niveaux résiduels d'énergie inférieure à δ, or il y a au moins l'état fondamental. Cette approximation amène donc une légère distorsion des fonctions d'excitation calculées par cette méthode.

Avec ces diverses modifications, une expression de forme C exp 2 $[\alpha(E - \delta)]^{1/2}$ rend assez bien compte des densités de niveaux, tout au moins pour les énergies d'excitation inférieures à 20 MeV ; on n'a en effet que très peu de résultats expérimentaux concernant les énergies supérieures à cette valeur. Divers auteurs ont encore tenté d'apporter d'autres améliorations : Van Lier et Uhlenbeck (84) ont étudié, dans le cas d'un gaz de Fermi fortement dégénéré, la densité de niveaux en fonction d'une forme générale de la densité des orbites individuelles des nucléons. Ils ont constaté que cette densité de niveaux ne dépend que de la densité des orbites individuelles au voisinage du niveau de Fermi, ce qui justifie le traitement de Newton des effets de structure. Ces mêmes auteurs ont aussi examiné le cas d'un gaz de Fermi partiellement dégénéré, mais en supposant que les orbites individuelles sont équidistantes ; Rosenzweig (102) a repris la question sans la dernière hypothèse. Les résultats montrent que seules les très grandes énergies d'excitation peuvent faire apparaître des effets sensibles dus à la non complète dégénérescence du gaz de Fermi (effets sensibles si $0{,}001 \left(\dfrac{E^3_{\text{MeV}}}{A} \right)^{1/2}$ est voisin de l'unité).

Nous avons ainsi déterminé tous les facteurs de la formule établie par Weisskopf et régissant l'évaporation nucléaire. Nous pouvons donc calculer les largeurs Γ d'émission des diverses particules :

$$\Gamma_i = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_{\max}} P(\varepsilon_i) d\varepsilon_i$$

avec $\varepsilon_{\max}$ énergie cinétique maximale de la particule évaporée :

$$\varepsilon_{\max} = E - \delta - S_i.$$

S_i énergie de séparation de la particule i ;

$\varepsilon_{\min}$ énergie cinétique minimale de la particule évaporée ;

$\varepsilon_{\min} = 0$ pour un neutron ;

$\varepsilon_{\min} = k_i V_i$ pour une particule chargée.

Le calcul des sections efficaces peut alors se faire :
A. Sous forme de calculs analytiques.
B. Sous forme de calculs à la Monte-Carlo.

A. **Calculs analytiques.** — La section efficace à calculer est donnée par l'expression :

$$\sigma_i = \sigma_c \frac{\Gamma_i}{\sum_i \Gamma_i},$$

σ_i étant la section efficace d'évaporation de la particule i,

σ_c étant celle de formation de l'état intermédiaire, que donne la théorie du continuum, lorsque l'évaporation est le seul processus de réaction probable, ou qui découle de la phase d'interaction directe lorsque le processus adopté est celui de Serber. En supposant cette dernière quantité connue, le calcul analytique est très simple lorsqu'il n'y a qu'une particule évaporée :

$$\sigma = \sigma_c \frac{P_i d\varepsilon}{\sum_i P_i d\varepsilon}.$$

S'il y a deux particules évaporées de même nature, le calcul s'étend sans difficulté (17). La méthode analytique devient très complexe s'il y a plus de deux particules de même nature, ou si des particules différentes peuvent être évaporées.

Dans le cas d'évaporation de neutrons seuls (cas des noyaux lourds), Jackson (69) a effectué un calcul permettant d'obtenir les probabilités d'émission d'un nombre quelconque de neutrons, mais en supposant la température nucléaire constante et faible devant l'énergie de liaison des neutrons, ce qui lui permet de négliger les termes de la forme $\exp\left[-\frac{S}{\tau}\right]$ d'ordre supérieur à deux (S énergie de séparation d'un neutron).

Analytiquement, la méthode de Jackson pourrait s'appliquer à une température variant en $E^{1/2}$, malheureusement la deuxième hypothèse n'est en général plus vérifiée et les approximations faites injustifiées.

Lorsqu'il y a compétition entre l'émission de plusieurs types de particules évaporées (neutrons, protons, alphas...), le calcul analytique exact devient vite impossible. Dans le cas de deux particules, on peut encore espérer l'effectuer en utilisant soit des intégrations graphiques soit un calculateur électronique. Au-delà de deux, le calcul exact n'est plus possible et il faut, soit simplifier les formules par des approximations telles que le remplacement du spectre énergétique de particules évaporées par la valeur moyenne de l'énergie emportée par les particules, soit faire des simplifications sur le processus de réaction lui-même, c'est-à-dire, par exemple, supposer *a priori* que les protons ne peuvent être évaporés tandis que les neutrons le sont.

Récemment, Chasman (27) a suggéré une autre méthode pour effectuer des calculs analytiques dans les cas complexes : il propose d'effectuer des développements en série de tous les termes de forme exponentielle intervenant dans les formules pour pouvoir effectuer simplement les intégrations. Cette méthode est évidemment d'autant plus exacte que les développements sont longs, et pour obtenir un résultat acceptable, chaque exponentielle doit être représentée par au moins quatre termes, ce qui impose des calculs fastidieux.

B. **Calculs à la Monte-Carlo.** — Pour éviter ces difficultés, certains auteurs, dont Rudstam (104), Dostrovsky et al. (35) (37) et Vandenbosch et al. (119), ont effectué des calculs d'après une méthode dite à la Monte-Carlo, en utilisant des largeurs partielles d'évaporation pouvant être de forme plus complexe, donc plus réaliste, puisqu'elles n'ont pas à être intégrées analytiquement. Pour être significatifs, ces calculs doivent être faits de façon très complète, ce qui nécessite un calculateur électronique de grande capacité et une programmation complexe. De plus, les résultats concernant certains noyaux et qui ont été publiés ne peuvent malheureusement pas être extrapolés à d'autres noyaux puisque les caractéristiques individuelles de chaque noyau interviennent notablement dans le processus d'évaporation.

Remarquons que, contrairement aux interactions directes, les calculs d'évaporation, quelle que soit la méthode utilisée, permettent de rendre compte de l'émission de fragments plus lourds que les nucléons, comme les deutons, les particules alpha, les noyaux de Li ou de Be (36), sans supposer de sous-structures spéciales aux noyaux.

L'interaction directe. — Il s'agit d'une interaction individuelle entre le proton incident et un nucléon du noyau-cible. Nous utiliserons le modèle du gaz de Fermi pour représenter ce noyau.

Il est nécessaire de connaître les sections efficaces élémentaires d'interaction nucléon-nucléon. Pour des particules libres, il est commode d'utiliser, comme l'ont fait Metropolis et al. (92), des formules empiriques simples :

$$\sigma_{pp} = \left(\frac{10{,}63}{\beta^2} - \frac{29{,}92}{\beta} + 42{,}9\right) mb$$

$$\sigma_{pn} = \left(\frac{34{,}10}{\beta^2} - \frac{82{,}2}{\beta} + 82{,}2\right) mb$$

$$\beta = \frac{\text{vitesse du nucléon}}{c}.$$

Pour tenir compte du fait qu'en réalité le nucléon-cible fait partie d'un noyau, il faut faire intervenir :

— la distribution des quantités de mouvements des nucléons dans le noyau ;

— le principe de Pauli.

Une analyse de ces facteurs correctifs a été faite par Goldberger (50). Dans le cas d'une représentation du noyau par un gaz de Fermi à bords non diffus, la section efficace effective d'interaction suivante a été obtenue :

$$\bar{\sigma} = \sigma\left(1 - \frac{7}{5}\frac{E_F}{E}\right).$$

E_F énergie de Fermi ;
E énergie incidente.

La connaissance des sections efficaces effectives permet d'obtenir le libre parcours moyen du nucléon incident dans la matière nucléaire :

$$\Lambda = \frac{4/3\,\pi R^3}{Z\sigma_{pp} + N\bar{\sigma}_{pn}},$$

la transparence du noyau :

$$\frac{1 - \left(1 + \frac{2R}{\Lambda}e^{-2\frac{R}{\Lambda}}\right)}{2\frac{R^2}{\Lambda^2}}$$

(formule établie par Bethe (12) et Fernbach et al. (44)) et le coefficient d'absorption d'un proton dans la matière nucléaire :

$$K(r) = \rho_p(r)\bar{\sigma}_{pp}(r) + \rho_n(r)\bar{\sigma}_{pn}(r)$$

où r est la distance parcourue par le proton avant l'interaction ;

ρ_p et ρ_n sont les distributions de densité des nucléons dans le noyau ;

et les $\bar{\sigma}$ sont les sections efficaces effectives.

Dans le cas d'une distribution de densité uniforme (noyau à bords non diffus), cette dernière expression donne bien :

$$K = \frac{1}{\Lambda}.$$

A. *Calculs analytiques.* — Étant donné la nature du phénomène, un calcul analytique est impossible dans le cas général. On peut cependant en faire un concernant l'émission directe d'un nucléon en utilisant le formalisme du modèle optique. En effet, en adoptant ce modèle, le coefficient d'absorption K est simplement lié au potentiel utilisé ; avec un puits carré :

$$V = -(V_0 + i\,V_1)$$

cette relation est (Friedman et Weisskopf (47)) :

$$K^2 = \frac{4m}{\hbar^2}\left[\frac{V_1^2}{2(E + V_0)}\right],$$

tandis qu'avec un puits plus réaliste, à bords diffus, de forme :

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_0}{b}\right]} + i\frac{V_1}{\exp\left[-\left(\frac{r - R_0}{b'}\right)^2\right]}$$

elle est (Harada et Oda (57)) :

$$K^2(r) = \frac{4m}{\hbar^2}\left\{-(E + V(r)) + \left[(E + V(r))^2 + V_1^2\right]^{1/2}\right\}.$$

Avec ce formalisme, K. Kikuchi (72) a calculé la probabilité d'émission d'un nucléon ayant subi n chocs à l'intérieur du noyau.

B. *Calculs à la Monte-Carlo.* — Cette méthode de calcul est suggérée par la nature même du processus d'interaction directe. Suivant une idée de Fermi, Goldberger (50) a appliqué à ce phénomène le principe des calculs à la Monte-Carlo préconisé par Von Neumann pour d'autres problèmes.

De nombreux auteurs ont ensuite fait des calculs de ce type, parmi lesquels nous pouvons citer McManus (86) et Rudstam (104), dans le cadre d'un modèle à deux dimensions, pour expliquer certains résultats expérimentaux. Enfin Metropolis et al. (92) ont étendu ces calculs à un modèle à trois dimensions et, à l'aide d'un calculateur électronique ont effectué un grand nombre de calculs concernant divers noyaux-cible (Al, Cu, Ru, Ce, Bi et U) et à plusieurs énergies incidentes. Ils ont publié les résultats suivants :

— Transparence du noyau-cible.

— Nombre moyen de neutrons et de protons émis par interaction directe.

— Probabilités relatives d'émission de 0, 1, 2, 3... nucléons.

— Énergie moyenne d'excitation du noyau résiduel après l'interaction directe.

— Quelques exemples de spectres des énergies d'excitation des noyaux résiduels.

— Énergie moyenne d'excitation du noyau résiduel après un type donné de cascade.

Tous ces calculs ont été faits en négligeant les effets de surface, d'une part, et en faisant abstraction de l'existence possible de sous-structures dans les noyaux, d'autre part, ce qui élimine la possibilité d'émission directe de particules autres que les nucléons.

Dimensions du noyau. — Quel que soit le modèle d'interaction utilisé, une donnée intervenant dans les calculs est le rayon nucléaire. En négligeant les déformations dues à la non sphéricité des noyaux (donc dans le cadre des modèles du noyau non collectifs), le rayon d'un noyau dans son état fondamental est donné par l'expression $R = r_0 A^{1/3}$, r_0 étant compris entre 1,2 et 1,4 fermis en général. La valeur de r_0 dépendant de la méthode de mesure utilisée, nous pouvons nous demander, dans le cadre d'un modèle du noyau de gaz de Fermi, si les rayons de la sphère de protons et de la sphère de neutrons doivent être pris égaux. Certains résultats expérimentaux ont été interprétés dans le sens

de l'inégalité de ces rayons. Ainsi, Sinha et Das (113) proposent, pour Al, Cu et Pb :

$$r_0 \text{ protons} = 1{,}19 \text{ fermis}$$
$$r_0 \text{ neutrons} = 1{,}34 \text{ fermis.}$$

D'autres auteurs, cependant, en tenant compte d'une surface nucléaire diffuse (57), pensent qu'un rayon commun $r_0 = 1{,}33$ fermis suffit à rendre compte des faits expérimentaux. Il reste à étudier les dimensions nucléaires lorsque le noyau n'est pas dans son état fondamental. On a souvent essayé d'expliquer l'excès de particules chargées émises lors du processus d'évaporation par une dilatation du noyau dont résulterait un abaissement de la barrière coulombienne. Diverses tentatives de calcul d'un tel accroissement du rayon nucléaire ont été faites :

— Le Couteur (80) a tenu compte d'une dilatation de volume du noyau excité. Dans le cadre d'un modèle thermodynamique, l'énergie d'excitation, qui correspond à une certaine température, se manifeste par une dilatation thermique. Le coefficient de dilatation de la matière nucléaire est cependant très faible (quasi-incompressibilité de la matière nucléaire), de sorte que cet effet reste en général négligeable : ce n'est que pour une énergie d'excitation d'environ 400 MeV, dans un noyau moyen (A = 100), que cette dilatation thermique correspond à une augmentation du rayon d'environ 10 p. 100.

— Bagge (5) et Yamaguchi (131) ont tenté de faire intervenir une augmentation apparente du rayon par des effets d'ondes stationnaires à la surface nucléaire. Là encore cet effet, quoique plus important que l'effet calculé par Le Couteur à basse énergie d'excitation, est assez faible et conduit, par exemple, à une augmentation du rayon d'environ 5 p. 100 pour une énergie d'excitation d'une vingtaine de MeV dans un noyau moyen. Il semble donc que nos connaissances sur le rayon des noyaux excités sont très réduites et nous nous contenterons d'utiliser un rayon :

$$R = 1{,}35\ A^{1/3}.$$

Influence d'une surface diffuse. — Comme nous l'avons vu à plusieurs reprises, les premières idées sur la distribution de la densité des nucléons à l'intérieur du noyau, densité qui était supposée uniforme (fig. 18) ont été modifiées. Actuellement on suppose que cette densité ne passe pas brusquement à zéro, mais qu'il y a une zone de surface diffuse où la densité est relativement faible, et où, par exemple, des groupements formant des sous-structures peuvent exister plus facilement qu'au centre. L'état général des surfaces des noyaux est difficile à étudier théoriquement, (Wilets (128)). En utilisant l'approximation WKB Scott (107) a pu voir sur cette surface l'influence des différents potentiels utilisés ; ainsi, dans le cas d'un potentiel de type Saxon-Woods, il a obtenu une distribution de densité des nucléons représentées par la figure 19, avec :

$$R = 1{,}12\ A^{1/3} \text{ fermis}$$

et :

$$b = 0{,}5 \text{ fermi.}$$

FIG. 18.

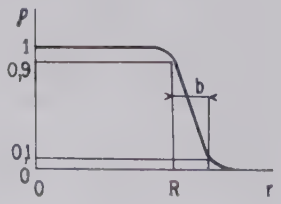

FIG. 19.

Une telle distribution, dont il n'a pas été tenu compte dans les calculs d'évaporation et d'interaction directe, peut influer sur le résultat de ces calculs.

1° *Calculs d'évaporation.* — Evans (42) a utilisé et étendu la méthode de Scott en tenant compte de la barrière centrifuge dans les calculs : il a calculé numériquement, avec un potentiel de Saxon-Woods, les intégrales de phase :

$$G_l(\varepsilon) = \frac{I}{\hbar}\int \{\ 2m(V_l(r) - \varepsilon)\ \}^{1/2} dr.$$

Les pénétrabilités partielles sont alors :

$$T_l(\varepsilon) = \exp[-2G_l(\varepsilon)].$$

Evans a ensuite utilisé l'approximation du puits carré élargi, c'est-à-dire qu'il a calculé quel est le puits carré qui donnerait les mêmes pénétrabilités. Pour un noyau moyen (A = 120), il a obtenu un rayon élargi équivalent de 7,9 fermis (pour un vrai rayon de 6,5 fermis), c'est-à-dire qu'il a été amené à utiliser pour le puits carré équivalent, $r_0 = 1{,}65$ fermis. Ces résultats sont en accord qualitatif avec des analyses récentes, qui font attribuer au rayon une valeur nettement plus grande que les valeurs résultant de mesures directes. Le fait d'utiliser un rayon équivalent plus grand modifie légèrement les prévisions théoriques concernant l'évaporation. Nous devons nous souvenir que cette valeur du rayon ne doit intervenir que dans le calcul des largeurs partielles et non dans le calcul de la section efficace totale de réaction, qui est déjà normalisée.

2° *Calculs d'interaction directe.* — L'influence de la surface diffuse paraît plus nette dans ce cas.

Harada et Oda (57) ont montré qu'une telle surface, associée à la validité du principe de Pauli à l'intérieur du noyau, et au choix réaliste d'une section efficace nucléon-nucléon dépendant de l'énergie, se traduit par une distribution du coefficient d'absorption d'un nucléon dans la matière nucléaire représentée par la figure 20.

Une telle forme de distribution a été préconisée empiriquement par Bjorklund et Fernbach (16) après analyse des résultats expérimentaux de diffusion inélastique dans le cadre du modèle optique. D'autre part, une telle forme de distribution est qualitativement en accord avec les études théoriques du groupe Brueckner (22) qui trouve, pour la matière nucléaire supposée s'étendant infiniment, c'est-à-dire loin des bords du noyau, un coefficient d'absorption nettement plus faible que les valeurs précédemment admises, et correspondant à des noyaux sans bords diffus. Elle

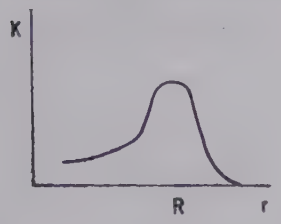

FIG. 20.

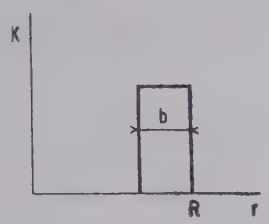

FIG. 21.

correspond à la forme gaussienne de la partie imaginaire du potentiel optique qui est maintenant couramment utilisé (65). Ce type de distribution est donc bien adapté pour le calcul des interactions de surface. Kikuchi (72) l'a utilisé et le calcul dont nous avons parlé pour le cas général de l'interaction directe a été repris par lui avec un coefficient d'absorption représenté par la figure 21. La normalisation de ces calculs ainsi que le choix des paramètres se fait en ajustant les sections efficaces totales. La difficulté des calculs analytiques d'interaction directe ne permet pas, à l'heure actuelle, de tenir compte de façon satisfaisante de cet effet. Cependant, nous pouvons avoir une idée de son influence en comparant les résultats de Kikuchi relatifs à l'émission directe d'un nucléon avec et sans surface diffuse. La figure 22 représente le rapport des sections efficaces dans ces deux cas en fonction de l'énergie des protons incidents.

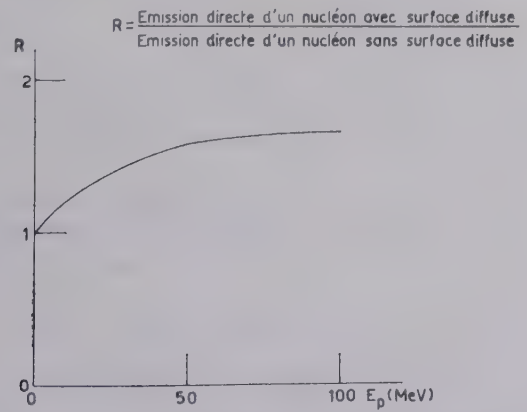

FIG. 22. — *Rapport des probabilités d'émission d'un nucléon direct d'après Kikuchi.*

Influence de la température nucléaire sur la surface diffuse. — En dehors de ces considérations, on a cherché à voir s'il n'y avait pas un effet purement quantique. Lane et Parker (76) ont étudié ce problème en utilisant un potentiel de forme Saxon-Woods, dont la valeur des paramètres a été tirée des analyses de diffusions de Ross et al. (103).

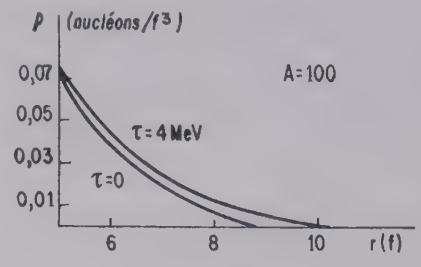

FIG. 23.

L'effet prévu existe (fig. 23) mais n'est sensible qu'à une distance du centre supérieure au rayon moyen, de sorte que l'augmentation de la densité de nucléons, bien qu'atteignant jusqu'à 25 p. 100 en valeur relative, ne dépasse pas 3 p. 100 de la valeur au centre du noyau.

Calculs théoriques

Nous avons effectué le calcul conformément au modèle en deux étapes qui vient d'être décrit. Cependant, nous n'avons pu tenir compte de façon rigoureuse, pour l'interaction directe, de l'influence de la surface diffuse, cet effet n'étant pas inclus dans les calculs à la Monte-Carlo dont nous avons utilisé les résultats.

Pour produire une réaction (*p*, *pn*) d'après ce modèle, les diverses possibilités sont les suivantes :

a) Émission directe d'un proton et d'un neutron (nous négligeons l'émission directe d'un deuton qui ne peut pas être calculée avec les modèles utilisés).

b) Émission directe d'un proton, puis évaporation d'un neutron.

c) Émission directe d'un neutron, puis évaporation d'un proton.

d) Évaporation d'un proton, puis d'un neutron.

e) Évaporation d'un neutron, puis d'un proton.

L'évaporation simultanée d'un neutron et d'un proton ou, ce qui revient au même avec les modèles utilisés, l'évaporation d'un deuton, a une probabilité faible de production et sera également négligée.

Appelons $\pi(x)$ la probabilité d'émission directe de x ;

$P_x(\varepsilon)d\varepsilon$ le spectre énergétique des particules évaporées ;

$N(E^*)dE^*$ le spectre d'énergie des noyaux résiduels après l'émission directe (normalisé à l'unité) ;

$\Gamma_i(E)$ la largeur totale d'évaporation lorsque l'éner-

gie d'excitation est E, à partir d'un noyau caractérisé par l'indice i ;

E_p l'énergie des protons incidents ;

S_x^i l'énergie de séparation de la particule x dans le noyau caractérisé par l'indice i ;

K_x^i la hauteur de la barrière coulombienne effective pour la particule x dans le noyau caractérisé par l'indice i ;

S^3 l'énergie nécessaire pour évaporer un nucléon dans le noyau ${}^{A-1}_{Z}X$.

Si le noyau cible est ${}^{A}_{Z}X$, le noyau :

${}^{A+1}_{Z+1}Y$ sera caractérisé par $i = 0$

${}^{A}_{Z}X$ sera caractérisé par $i = 1$

${}^{A}_{Z+1}Y$ » $i = 2$

${}^{A-1}_{Z}X$ » $i = 3$

Le formalisme de Weisskopf permet d'écrire :

$$\Gamma_i(E) = \sum \int_{K_x^i}^{E-S_x^i} P_x(\varepsilon)\,d\varepsilon = \int_0^{E-S_n^i} P_n(\varepsilon)\,d\varepsilon + \int_{K_p^i}^{E-S_p^i} P_p(\varepsilon)\,d\varepsilon + \dots$$

Les probabilités des divers mécanismes seront :

$$P_a = \pi(pn) \int_0^{S^3} N(E^*)\,dE^*$$

$$P_b = \pi(p) \left\{ \int_0^{S_n^1+S^3} N(E^*) \frac{\int_0^{E^*-S_n^1} P_n(\varepsilon)\,d\varepsilon}{\Gamma_1(E^*)}\,dE^* + \int_{S_n^1+S^3}^{E_p-K_p^0} N(E^*) \frac{\int_{E^*-S_n^1-S^3}^{E^*-S_n^1} P_n(\varepsilon)\,d\varepsilon}{\Gamma_1(E^*)}\,dE^* \right\}$$

$$P_c = \pi(n) \left\{ \int_{K_p^2}^{S_p^2+S^3} N(E^*) \frac{\int_{K_p^2}^{E^*-S_p^2} P_p(\varepsilon)\,d\varepsilon}{\Gamma_2(E^*)}\,dE^* + \int_{S_p^2+S^3}^{E_p-S_p^0-S_n^0} N(E^*) \frac{\int_{E^*-S_p^2-S^3}^{E^*-S_p^2} P_p(\varepsilon)\,d\varepsilon}{\Gamma_2(E^*)}\,dE^* \right\}$$

$$P_d = \frac{\pi(0)}{\Gamma_0(E_p+S_p^0)} \left\{ \int_{K_p^0}^{E_p-S_n'-S^3} P_p(\varepsilon) \frac{\int_{E_p-S_n^1-S^3-\varepsilon}^{E_p-S_n^1-\varepsilon} P_n(\varepsilon')\,d\varepsilon'}{\Gamma_1(E_p+S_p^0-\varepsilon)}\,d\varepsilon + \int_{E_p-S_n^1-S^3}^{E_p-S_n^1} P_p(\varepsilon) \frac{\int_0^{E_p-S_n^1-\varepsilon} P_n(\varepsilon')\,d\varepsilon'}{\Gamma_1(E_p+S_p^0-\varepsilon)}\,d\varepsilon \right\}$$

$$P_e = \frac{\pi(0)}{\Gamma_0(E_p+S_p^0)} \left\{ \int_0^{E_p+S_p^0-S_n^0-S_p^2-S^3} P_n(\varepsilon) \frac{\int_{E_p+S_p^0-S_n^0-S_p^2-S^3-\varepsilon}^{E_p+S_p^0-S_n^0-S_p^2-\varepsilon} P_p(\varepsilon')\,d\varepsilon'}{\Gamma_2(E_p+S_p^0-\varepsilon)}\,d\varepsilon + \int_{E_p+S_p^0-S_n^0-S_p^2-S^3}^{E_p+S_p^0-S_n^0-S_p^2-K_p^2} P_n(\varepsilon) \frac{\int_{K_p^2}^{E_p+S_p^0-S_n^0-S_p^2-\varepsilon} P_p(\varepsilon')\,d\varepsilon'}{\Gamma_2(E_p+S_p^0-\varepsilon)}\,d\varepsilon \right\}$$

Pour pouvoir effectuer les calculs, il faut donc connaître :

1. Les diverses énergies de séparation et les hauteurs effectives de barrière coulombienne.
2. Les probabilités $\pi(x)$.
3. Les distributions $N(E^*)dE^*$.
4. Les distributions $P_x(\varepsilon)d\varepsilon$.

1. **Énergies de séparation et hauteurs effectives de barrière coulombienne.** — Nous avons, dans la mesure du possible, déterminé les énergies de séparation d'après les masses exactes des noyaux. Nous avons utilisé pour cela les tables de Wapstra (123) et de Everling et al. (43).

Cependant, certaines masses ne sont pas connues et tabulées ; nous avons dans ces cas employé une formule semi-empirique pour les calculer : celle de Cameron (24).

Pour les coefficients de transmission des barrières coulombiennes, nous avons utilisé les formules approximatives du type $\left(1 - \frac{kV}{\varepsilon}\right)$, c'est-à-dire une hauteur effective $K = kV$ où V est la hauteur classique de la barrière électrostatique, et k un coefficient dont nous avons pris la valeur dans la publication de Dostrovsky et al. (35). Ces diverses données, relatives aux noyaux que nous avons étudiés, sont rassemblées dans le tableau VIII.

TABLEAU VIII

Énergies de liaison et barrières coulombiennes effectives (en MeV).

Cible	S_n^0	S_p^0	K^0	S_n^1	S_p^2	K^2	S^3
F	16,9	12,9	1,35	10,4	6,4	1,35	6,8
Na	16,5	11,7	1,6	12,4	7,6	1,7	8,2
Mn	11,2	10,2	4,0	10,2	9,2	3,9	8,9
Y	12,4	8,7	6,1	11,8	8,2	6,1	8,9
Cs	9,6	8,0	8,1	9,0	7,4	8,1	7,4
Au	7,5	7,1	10,4	8,0	6,9	10,4	6,5

2. **Probabilités** $\pi(x)$. — Metropolis et al. (92), dans leur article dont nous avons utilisé les résultats, n'ont publié, pour les noyaux et les énergies qu'ils ont étudiés, que les probabilités totales d'émission de n nucléons, quels que soient ces nucléons. Nous trouvons ainsi dans leur article les probabilités de formation immédiate de noyau composé $[\pi(0)]$, d'émission directe d'un nucléon $[\pi(n) + \pi(p)]$ et d'émission directe de deux nucléons $[\pi(2n) + \pi(pn) + \pi(2p)]$. Pour obtenir chacune de ces probabilités séparément, nous avons dû procéder de la façon suivante :

— On néglige la probabilité d'émission directe de plus de deux nucléons (elle est, pour une énergie incidente de 150 MeV, inférieure à 10 p. 100). Dans ces conditions, la connaissance du rapport $\frac{n}{p}$ du nombre de neutrons au nombre de protons émis, et celle du nombre moyen de nucléons émis, donnés par Metropolis et al., fournit deux relations liant les cinq quantités, $\pi(n)$, $\pi(p)$, $\pi(2n)$, $\pi(pn)$, et $\pi(2p)$, cherchées.

— Nous connaissons, pour chaque type de cascade, l'énergie moyenne emportée par les nucléons émis. Comme nous savons également quelle est l'énergie moyenne emportée par tous les nucléons émis directetement (liée à l'énergie d'excitation moyenne du noyau résiduel), nous avons une relation supplémentaire. Dans ces conditions, nous pouvons déterminer les probabilités que nous cherchons. La grande imprécision de cette méthode (les énergies moyennes étant déterminées avec un écart quadratique souvent supérieur à 50 p. 100), fait que nos valeurs sont entachées d'une erreur qui peut être de l'ordre de 30 p. 100. La courbe 24 donne les probabilités $\pi(x)$ que nous avons ainsi déduites des calculs de Metropolis et al. dans le cas du manganèse, à titre d'exemple.

3. **Distributions** $N(E^*)dE^*$. — Là encore, les résultats publiés des calculs à la Monte-Carlo ne donnent que quelques formes de distributions globales, après la totalité des émissions directes, et pour deux énergies incidentes seulement (80 et 150 MeV) alors qu'il faudrait connaître ces distributions après chaque type de cascade. En l'absence d'informations plus précises, nous avons supposé que les distributions avaient la même forme pour toutes les cascades, ce qui est, nous le savons, une approximation certainement injustifiée. De plus, la forme de ces distributions varie rapidement avec

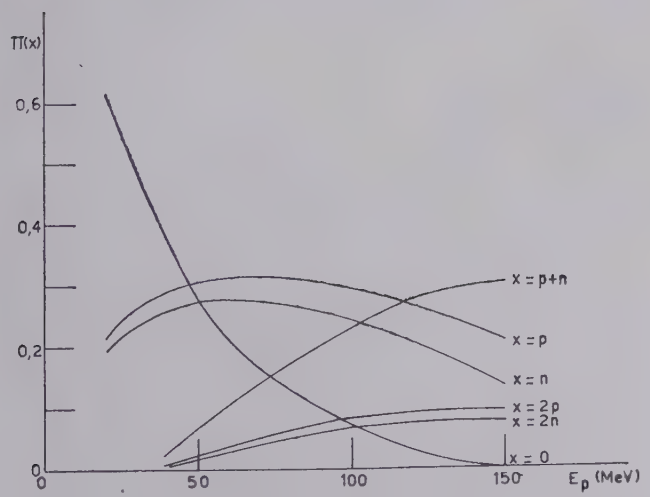

FIG. 24. — *Probabilités d'émission directe pour une cible de manganèse.*

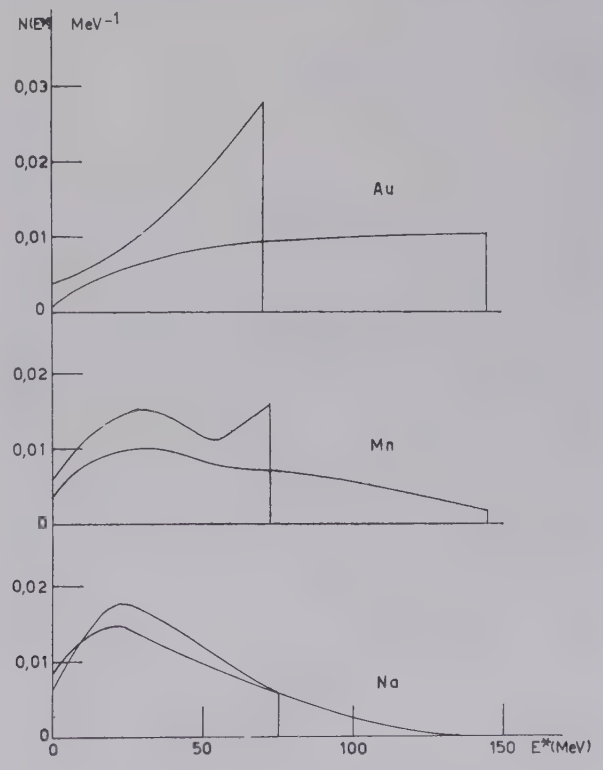

FIG. 25. — *Spectres des énergies résiduelles après l'émission directe.*

l'énergie. Les interpolations que nous avons été amenés à faire conduisent donc certainement à des résultats très incertains. La courbe 25 montre des exemples de ces distributions que nous avons utilisées.

4. **Distributions $P_x(\varepsilon)d\varepsilon$.** — Puisque nous avons effectué un calcul analytique de la phase d'évaporation nous avons adopté une forme relativement simple et intégrable de ces probabilités élémentaires $P_x(\varepsilon)$.

Nous avons supposé que la température nucléaire variait comme la racine carrée de l'énergie d'excitation résiduelle. Pour les neutrons, nous avons donc utilisé l'expression :

$$P_n(\varepsilon) = \varepsilon \exp 2\,[a(E - S_n - \varepsilon)]^{1/2}$$

et pour les protons nous avons ajouté l'effet de la barrière coulombienne :

$$P_p(\varepsilon) = \left(1 - \frac{K}{\varepsilon}\right) \varepsilon \exp 2\,[a(E - S_p - \varepsilon)]^{1/2}.$$

Ces expressions, dans tous les calculs, doivent être intégrées entre des limites du type :

$$\int_0^{E-S_n} P_n(\varepsilon)d\varepsilon \qquad \text{et} \qquad \int_{K_p}^{E-S_p} P_p(\varepsilon)d\varepsilon.$$

Dans la deuxième intégrale, en effectuant le changement de variable $\varepsilon' = \varepsilon - K$, on obtient :

$$\int_{K_p}^{E-S_p} \left(1 - \frac{K_p}{\varepsilon}\right) \varepsilon \exp 2\,[a(E - S_p - \varepsilon)]^{1/2} d\varepsilon$$

$$= \int_0^{E-S_p-K_p} \varepsilon' \exp 2\,[a(E - S_p - K_p - \varepsilon']^{1/2} d\varepsilon'$$

c'est-à-dire une expression de la même forme que le spectre intégré des neutrons émis, à condition d'ajouter la barrière coulombienne effective à l'énergie de séparation du proton. Nous avons, dans la suite, utilisé cette forme qui allégera les calculs. Notons que dans ces conditions ε' ne représente plus l'énergie cinétique emportée par le proton. Les énergies de « pairing » dont nous avons tenu compte s'introduisent également dans ces probabilités, qui deviennent alors :

$$P(\varepsilon) = \varepsilon \exp 2\,[a(E - \delta - S - \varepsilon)]^{1/2}.$$

Les calculs des sections efficaces des réactions (p, pn) se font donc en reportant ces expressions donnant $P(\varepsilon)$ dans les formules générales.

Ces calculs sont longs et, comme nous l'avons dit, certains auteurs ont proposé de les simplifier moyennant des approximations :

— Jackson (69), considérant que les spectres énergétiques des nucléons évaporés sont assez étroits, et lorsque les distributions $N(E^*)dE^*$ varient lentement, propose de remplacer les termes $\Gamma(E - \varepsilon)$ par des valeurs moyennes $\Gamma = \Gamma(E - \varepsilon)$, ε étant l'énergie cinétique moyenne des nucléons évaporés, qui peuvent alors être sorties des intégrales.

— Chasman (27) propose d'utiliser des développements en série des termes de forme exponentielle.

Pour notre part, nous avons préféré effectuer les calculs sans autres approximations que celles que nous avons dû faire pour établir les formules et surtout pour évaluer la phase d'interaction directe. Pour cela, nous avons utilisé l'ordinateur IBM 650 des Laboratoires d'Orsay. Nous avons programmé ce calcul, dont la durée effective a été d'environ 10 heures, pour l'ensemble des fonctions d'excitation des six réactions que nous avons étudiées. Les paramètres que nous avons utilisés dans ces calculs sont les suivants :

Rayon nucléaire : $r = 1{,}3\ A^{1/3}$ fermis pour les sections efficaces géométriques.

$r = 1{,}6\ A^{1/3}$ fermis pour le calcul des hauteurs de barrière coulombienne dans les noyaux excités.

$$a_n = a\left(1 - 1{,}3\,\frac{\theta}{A}\right)^2$$

$$a_p = a\left(1 + 1{,}3\,\frac{\theta}{A}\right)^2$$

avec :

$$\theta = \frac{N - Z}{A} \qquad \text{et} \qquad a = \frac{A}{20}.$$

Les énergies de « pairing » δ ont été prises dans la publication de Cameron (25) et leurs valeurs indiquées dans le tableau IX.

TABLEAU IX

Énergies de « pairing » (en MeV).

Cible ${}^{A}_{Z}X$	Noyau résiduel ${}^{A}_{Z}X$	Noyau résiduel ${}^{A-1}_{Z}X$	Noyau résiduel ${}^{A}_{Z-1}Y$
Na	— 2,48	0	— 4,58
Mn	— 1,32	0	— 2,77
Y	— 1,27	0	— 2,27
Cs	— 1,00	0	— 2,13
Au	— 0,61	0	— 1,33

La probabilité totale $P = P_a + P_b + P_c + P_d + P_e$ étant ainsi calculée, nous avons obtenu la section efficace en multipliant cette probabilité par la section efficace géométrique et par la transparence qui a été tirée des résultats des calculs à la Monte-Carlo de Metropolis et al.

Influence des énergies de pairing. — Comme l'ont remarqué Dostrovsky et al. (35) cette influence est très variable suivant le noyau étudié et la nature de la particule évaporée. Elle modifie surtout les rapports

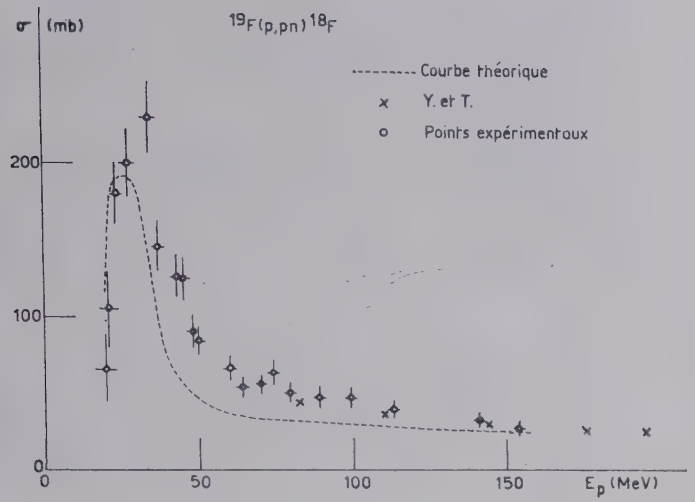

FIG. 26.

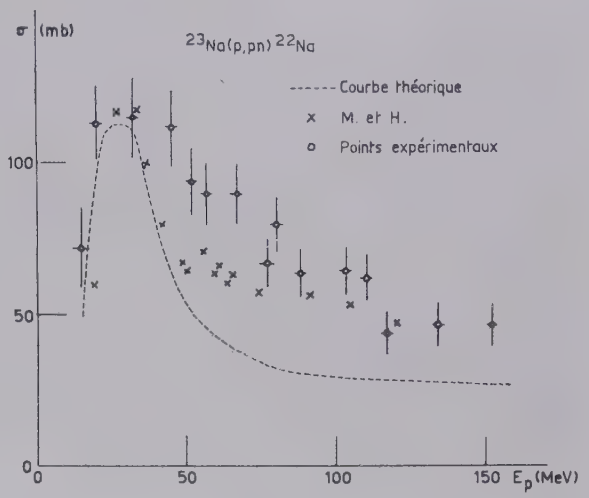

FIG. 27.

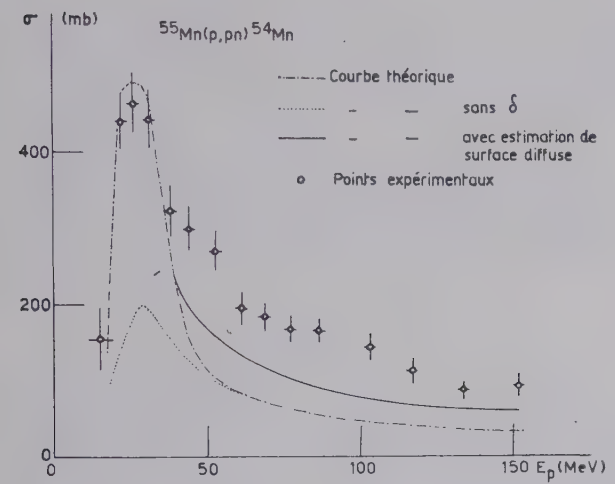

FIG. 28.

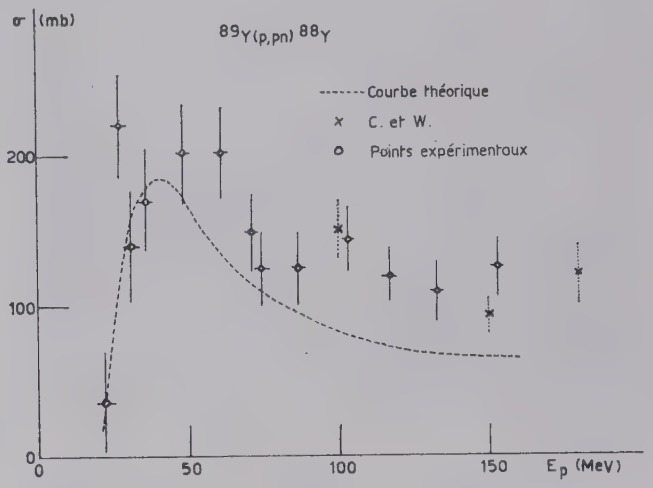

FIG. 29.

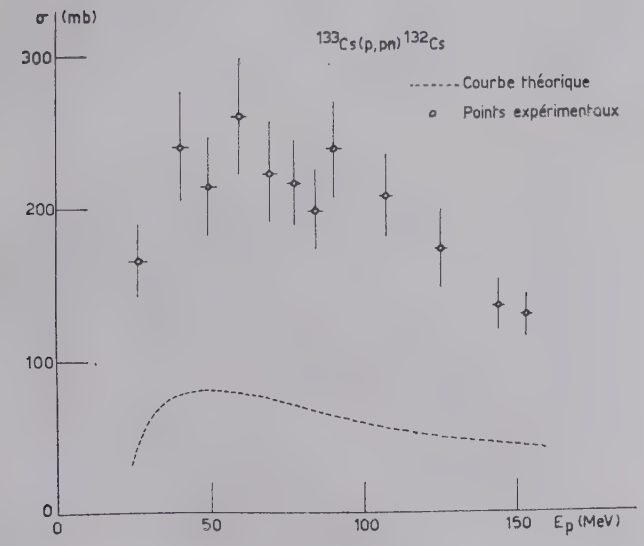

FIG. 30.

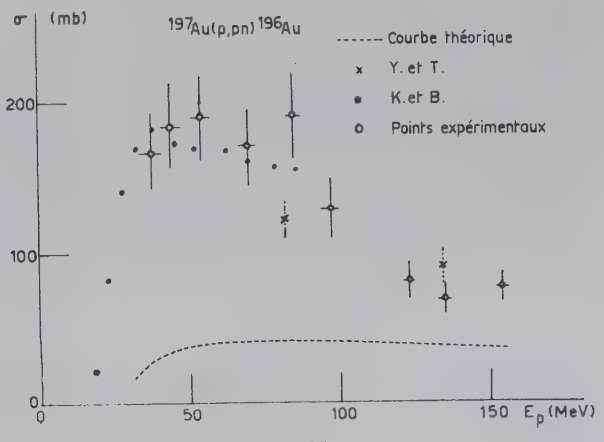

FIG. 31.

$\sigma_{p,pn}$ et $\sigma_{p,2n}$ $\sigma_{p,pn}$ $\sigma_{p,2p}$. En conséquence, elle n'agit que d'une façon insignifiante pour les noyaux lourds pour lesquels l'évaporation des protons est négligeable, ce qui a été confirmé par nos calculs dans les cas du césium et de l'or.

Pour le fluor, les énergies de « pairing » n'ont pas été tabulées et nous n'avons pas pu en tenir compte. Dans les cas du sodium et de l'yttrium, l'introduction du terme δ a très peu modifié la section efficace (augmentation de 10 p. 100 environ). Par contre nous avons constaté, pour le manganèse, une influence très forte : aux faibles énergies incidentes, lorsque la section efficace est principalement due au seul processus d'évaporation, nous avons constaté une augmentation d'un facteur 5 environ (un résultat analogue a été observé par Dostrovsky et al. dans le cas du nickel). D'une manière générale, l'introduction des énergies de pairing améliore l'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques dans la zone d'énergie où l'évaporation est prépondérante. Les courbes 26 à 31 représentent ces résultats pour les éléments que nous avons étudiés (*).

Cette influence si forte, dans certains cas, des énergies de « pairing », laisse penser que les valeurs utilisées pour δ sont critiques. Les valeurs de Cameron sont les seules à avoir été publiées, pour tous les noyaux. Dostrovsky et al. ont calculé quelques valeurs de δ en ajustant ce paramètre de façon à obtenir le meilleur accord possible avec les résultats expérimentaux ; leurs valeurs diffèrent du reste assez peu de celles de Cameron. Nous n'avons pas cru devoir appliquer cette méthode pour déterminer les énergies de « pairing », étant donnée l'imprécision de nos résultats expérimentaux.

Influence de a. — La valeur du paramètre a semble avoir une influence assez faible sur les sections efficaces (37), tout au moins pour les réactions pour lesquelles il n'y a que deux nucléons émis. La valeur que nous avons utilisée, A/20, semble donner de meilleurs résultats que les autres valeurs qui sont parfois employées, A/10, A/30 ou A/40, comme l'a montré Simonoff (112).

Influence de la forme de la distribution P(ε). — L'expression adoptée pour la température nucléaire, liée à la forme du spectre énergétique des nucléons évaporés, peut avoir, nous l'avons vu, de nombreuses formes. Celle que nous avons utilisée nous a permis d'effectuer les calculs sans trop de difficultés. De plus, l'adjonction d'un terme en τ^4 dans la relation entre l'énergie d'excitation et la température nucléaire n'a d'influence sensible que lorsque les énergies d'excitation sont élevées, ce qui n'est pas le cas dans nos calculs puisque nous nous trouvons en présence d'un très petit nombre de nucléons évaporés, un ou deux.

Il ne semble donc pas qu'une forme plus complexe de la distribution P(ε) modifie sensiblement les résultats concernant les réactions (p, pn). Le seul point pouvant être sujet à caution est le fait que nous avons négligé l'existence des niveaux moins énergiques que le niveau caractéristique défini par δ.

Influence de la surface diffuse sur l'interaction directe. — Actuellement, nous ne pouvons qu'estimer grossièrement cette influence, en nous basant sur les calculs de Kikuchi (72). Ces estimations, qui reposent sur un traitement analytique simplifié, indiquent, par rapport aux résultats précédents, une contribution plus importante de l'émission directe d'un nucléon. Ceci se traduit, dans la section efficace pour ce processus, par une augmentation d'environ 50 p. 100 pour un noyau moyen et une énergie incidente de 60 MeV. Dans la figure 28, nous présentons la fonction d'excitation du Mn compte tenu de ces calculs. Nous constatons que l'accord est nettement amélioré. Il est cependant difficile de conclure tant que des calculs complets, c'est-à-dire des calculs à la Monte-Carlo comme ceux de Metropolis et al., mais tenant compte d'une surface diffuse, n'auront pas été effectués.

D. — Le pick-up

L'hypothèse du pick-up a été proposée par Chew et Goldberger (28) pour expliquer les résultats expérimentaux obtenus par Hadley et York (56) : observation, lors de l'interaction de nucléons de moyenne énergie avec des noyaux, de deutons énergiques émis préférentiellement vers l'avant. L'étude théorique du pick-up, faite par Chew et Goldberger, Heidmann (60) et, entre autres, Pasquier (97), consiste essentiellement en la prévision des distributions angulaire et énergétique des deutons émis, qui sont caractéristiques du phénomène.

Dans l'étude des réactions (p, pn), ces distributions ne sont pas accessibles avec les méthodes que nous avons utilisées. Il faut aussi remarquer que seul le pick-up direct peut intervenir dans ces réactions, le pick-up indirect, quel que soit son mécanisme, laissant en général une énergie suffisante au noyau pour émettre au moins une autre particule. Du point de vue théorique, les seules indications que nous ayons sur les sections efficaces totales sont les résultats de Heidmann, qui prévoit une variation avec l'énergie incidente de la forme $\sigma = k\mathrm{E}^{-6}$. Les résultats expérimentaux de Hadley et York, de Selove (106), de Hess et Moyer (61), de Cooper et Wilson (30) et de Radvanyi et al. (99) indiquent tous que le pick-up direct est très faible pour

(*) Comme nous l'avons remarqué, les sections efficaces pour le fluor et le sodium sont cumulatives. Les courbes théoriques tiennent compte de ce fait, les calculs ayant été faits pour la réaction (p, $2n$) de façon analogue à celle qui vient d'être décrite pour les réactions (p, pn).

des énergies incidentes supérieures à quelques dizaines de méga-électronvolts. L'extrapolation des résultats expérimentaux de Radvanyi et Génin (99) conduit, pour les noyaux qu'ils ont étudiés, c'est-à-dire C et Au, à une section efficace inférieure à 1 mb pour des protons incidents de 150 MeV. Malgré la variation rapide du phénomène en fonction de l'énergie, les ordres de grandeur sont tels que le pick-up ne peut intervenir de façon appréciable dans les fonctions d'excitation que nous avons mesurées, tout au moins pour des énergies incidentes supérieures à 50 MeV.

Sous-structures instantanées. — La conception du noyau composé uniquement de protons et de neutrons est très simpliste. En particulier, il semble assez bien établi qu'il existe des sous-structures, notamment des sous-structures alpha (129) (151). Pour ce qui concerne les réactions (p, pn) qui nous intéressent ici, une sous-structure pouvant avoir un rôle important est la sous-structure deuton. Or, si nous n'avons pas de renseignement précis à ce sujet, un modèle « quasi-deutéron » a été proposé par Levinger (82) pour les réactions photonucléaires, et semble être assez justifié aux grandes énergies. D'autre part, l'existence de deutons nombreux émis lors des réactions à très grande énergie fait aussi penser à une sous-structure possible. Blokhintsev (18) a proposé pour expliquer ces sous-structures un modèle de fluctuations nucléaires. Cependant ces tentatives sont encore assez fragmentaires et il est difficile actuellement de tenir compte d'une façon quantitative, de ces phénomènes dans l'étude générale des réactions de spallation.

CHAPITRE V

ANALYSE DES RÉSULTATS

En observant les courbes de fonctions d'excitation, aussi bien celles qui ont été obtenues dans le présent travail que les autres fonctions d'excitation que nous avons rapportées dans le chapitre premier, nous pouvons constater deux formes possibles :

1° Des courbes présentant un maximum à basse énergie (25-30 MeV), qui correspond au phénomène d'évaporation pur, suivi d'une queue aux énergies plus élevées et correspondant soit à l'interaction directe pure, soit à l'émission d'un nucléon direct et d'un nucléon évaporé. Ce type de courbe peut être observé chaque fois que l'évaporation d'un proton n'est pas prohibée par la barrière coulombienne, c'est-à-dire pour les cibles constituées de noyaux légers.

2° Des courbes ne présentant pas ce premier maximum, c'est-à-dire pour les noyaux lourds.

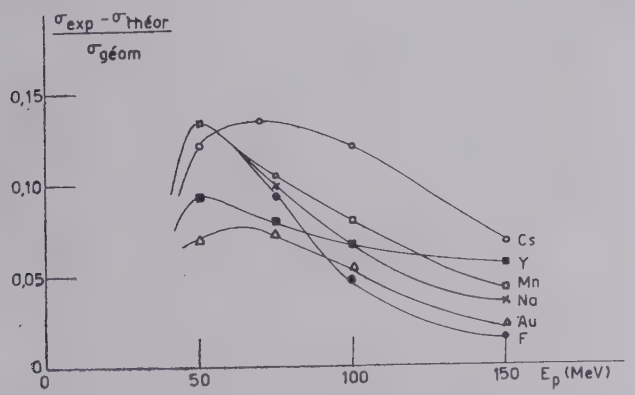

FIG. 32.

On peut aussi observer les cas intermédiaires (Br et Y) où le pic d'évaporation existe, mais est très faible.

Dans la zone d'énergie correspondant à l'évaporation, sensiblement au-dessous de 40 MeV, nous pouvons conclure à un accord satisfaisant avec les prévisions théoriques, compte tenu des incertitudes existant sur les valeurs des énergies de « pairing », et de l'influence possible du pick-up. Au-dessus de ce domaine d'éner-

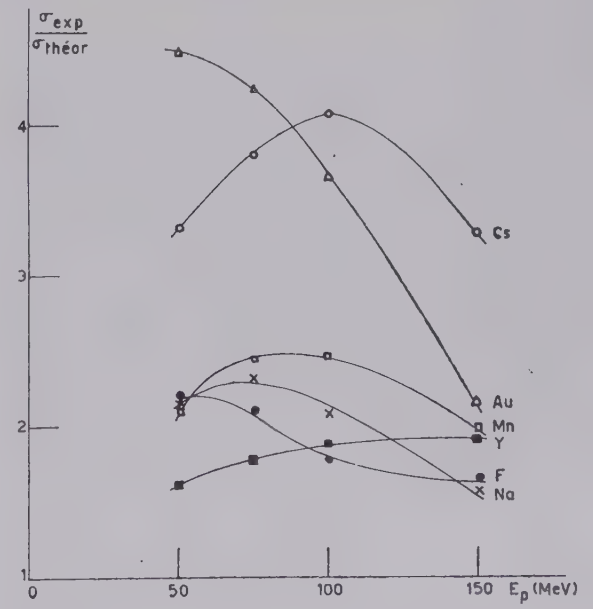

FIG. 33.

gie, c'est-à-dire lorsque l'interaction directe devient importante, l'accord est nettement moins satisfaisant. Nous avons tracé, dans les figures 32 et 33, la différence entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées normalisée à la section efficace géométrique, et le rapport des sections efficaces expérimentales et théoriques. Nous pouvons constater, au-dessus de 40 MeV, un désaccord systématique qui semble croître avec la masse du noyau-cible sauf pour l'or (dans le cas de l'yttrium, la structure magique en neutrons de ce noyau peut expliquer la différence plus faible observée). Bien entendu, ces différences sont diminuées si l'on tient compte, au moins très approximativement, des surfaces diffuses. Elles restent cependant notables et dans le cas du césium peuvent atteindre un facteur supérieur à 3

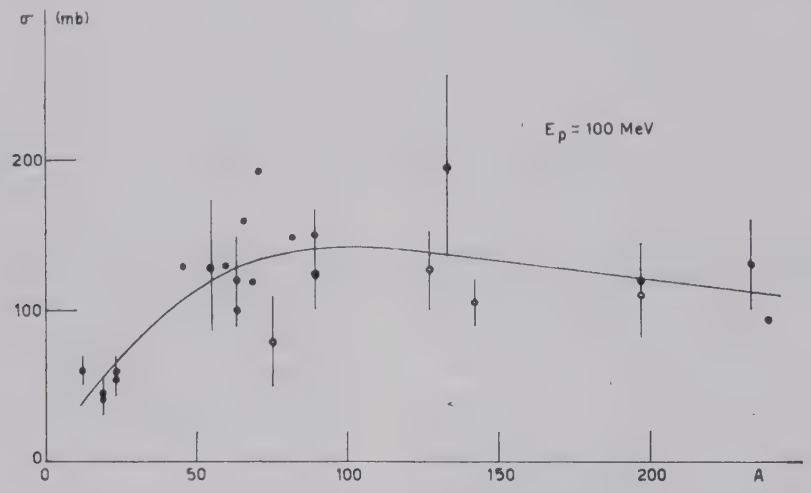

FIG. 34. — *Sections efficaces des réactions* (p, pn) *à 100 MeV.*

pour 100 MeV. Nous devons remarquer que les calculs d'évaporation ont été faits en utilisant de nombreuses améliorations qui se sont forgées pendant les 25 années depuis lesquelles cette théorie est connue. Ces modifications ont, peu à peu, réussi à rendre plus réaliste notre conception du phénomène. Pour l'interaction directe, les calculs sont élémentaires et basés sur un modèle très simplifié. Une légère amélioration a déjà été obtenue par l'utilisation d'une surface diffuse. D'autres modifications sont nécessaires pour que les calculs théoriques puissent permettre une comparaison fructueuse avec les résultats expérimentaux et conduire à un processus d'interaction plus élaboré.

Il nous a paru intéressant de réunir tous les résultats expérimentaux connus concernant les réactions (*p*, *pn*) à une énergie donnée. La figure 34 résume ces résultats pour $E_p = 100$ MeV et la figure 35 pour $E_p = 400$ MeV d'après Strohal et Caretto (116).

Tous ces points, provenant de mesures faites dans divers laboratoires et dans des conditions expérimentales souvent différentes, sont susceptibles d'être entachés d'erreurs systématiques différentes; on ne peut donc pas en tirer de conclusions très détaillées mais l'allure générale des courbes peut être indicative :

— pour 100 MeV, les sections efficaces semblent croître avec A jusqu'environ A = 60, puis ensuite être sensiblement constantes avec une valeur de 120 à 140 mb ;

— pour 400 MeV, le comportement est semblable, croissance jusqu'environ A = 100, puis valeur à peu près constante, 70 mb.

Il est clair que ces courbes moyennes ne tiennent pas compte des structures particulières des noyaux, surtout pour les éléments légers ; dans ce dernier cas, Benioff (8) a montré tout l'intérêt de la notion de nombre de « neutrons disponibles », c'est-à-dire, en supposant une structure en couches du noyau, du nombre de neutrons dont l'énergie de liaison sur leur couche est inférieure à l'énergie de séparation d'un nucléon supplémentaire, dans le cadre d'un modèle admettant l'approximation « impulsion ». On ne peut malheureusement appliquer ces notions qu'aux noyaux très légers pour lesquels le modèle des couches donne des informations suffisantes, c'est-à-dire pour lesquels $A \leqslant 20$.

Ces courbes représentant la variation des sections efficaces en fonction de A peuvent fournir des indications concernant la nature de l'interaction. En effet, comme l'ont noté Griffiths et Eisberg (52), dans la zone d'énergie où l'évaporation pure est négligeable, les processus d'interaction directe peuvent prendre trois formes :

1° Interaction de volume (58).
2° Interaction de surface (4) (39).
3° Excitation collective (59) (132).

Les conséquences de ces trois formes d'interactions

ont été étudiées quant aux distributions angulaires et énergétiques qu'elles impliquent. Pour les sections efficaces, seule l'interaction de volume conduirait à une proportionnalité avec A.

Les courbes 34 et 35 montrent clairement que nous n'avons pas affaire à des interactions de volume, sauf pour les noyaux légers ; et encore dans ce dernier cas, les notions d'interaction de surface et de volume perdent leur valeur puisque tous les nucléons peuvent être considérés comme étant de surface.

Les limites des parties croissantes pour les deux énergies peuvent nous donner une idée de l'épaisseur de la zone d'interaction. A 100 MeV, le libre parcours moyen des nucléons est d'environ 2,8 fermis ; si nous admettons que nous avons affaire à une interaction de volume jusqu'à A = 60, c'est-à-dire jusqu'à un noyau de rayon R $\approx$ 5 fermis, nous voyons que les nucléons semblent interagir dans une couche ayant comme épaisseur environ 1,8 fois leur libre parcours moyen. Pour 400 MeV, le libre parcours moyen étant de 4,7 fermis et la limite des interactions de volume correspondant à A = 100, c'est-à-dire R $\simeq$ 6 fermis, l'épaisseur de la couche d'interaction semble être environ 1,3 fois le libre parcours moyen. Bien entendu, ces considérations sont purement qualitatives, mais leur conclusion, à savoir que l'interaction directe est essentiellement une interaction de surface, est compatible avec toutes les conclusions qui ont été tirées, en particulier des études de diffusion inélastique à des énergies semblables ; c'est en effet à ce résultat que sont arrivés Griffiths et Eisberg (52) et Elton et Gomes (41). Du point de vue théorique, cette conclusion, de même que le désaccord observé entre les sections efficaces expérimentales et les prévisions faites d'après les calculs à la Monte-Carlo de Metropolis, souligne l'importance des surfaces diffuses dans les noyaux qui seules peuvent peut-être expliquer de façon satisfaisante cette interaction de surface.

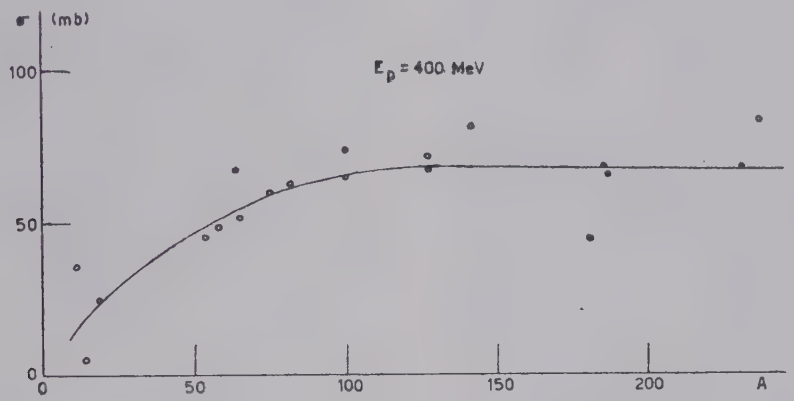

FIG. 35. — *Sections efficaces des réactions* (p, pn) *à 400 MeV.*

CONCLUSION

Dans le travail que nous avons exposé, nous avons entrepris une étude systématique des fonctions d'excitation des réactions (p, pn) *à moyenne énergie, entre 20 et 150 MeV. Ceci nous a été suggéré d'une part par la relative simplicité du processus physique en cause, d'autre part par le désaccord très net existant entre les sections efficaces déjà mesurées et les prévisions théoriques.*

L'étude expérimentale a consisté dans la mesure, à l'aide de techniques classiques de spectrométrie γ, *de l'activité des noyaux résiduels produits par irradiation de cibles de fluor, de sodium, de manganèse, d'yttrium, de césium et d'or. Toutes ces mesures, ainsi que celles des divers moniteurs utilisés, ont été faites en valeur absolue grâce à un étalonnage préalable des installations de comptage. Diverses corrections, dues en particulier aux schémas de désintégration des radioéléments formés et éventuellement aux filiations nous ont permis d'obtenir les valeurs absolues des sections efficaces. D'une manière générale, nos résultats ont confirmé la très grande valeur de ces sections efficaces, qui peuvent atteindre jusqu'à 20 p. 100 de la section efficace totale de réaction entre 50 et 150 MeV.*

Les fonctions d'excitation présentent normalement deux parties distinctes que l'on peut interpréter de la façon suivante :

1° Un pic d'évaporation d'un neutron et d'un proton,

se produisant pour une énergie incidente inférieure à 40 MeV.

2° Une zone où les sections efficaces varient lentement, et qui provient d'une interaction directe, suivie ou non de l'évaporation d'un seul nucléon.

Dans le cas de noyaux lourds, seule la seconde partie est observée, la barrière coulombienne empêchant toute évaporation appréciable de proton.

L'interprétation théorique des résultats expérimentaux a été tentée sur la base des divers processus d'interaction connus :

1° Excitation coulombienne suivie de l'évaporation d'un neutron.

2° Pick-up.

3° Modèle en 2 étapes de Serber.

La contribution des deux premiers processus s'est révélée très peu importante dans le domaine d'énergie que nous avons exploré. L'interaction coulombienne en effet excite en général des niveaux collectifs d'énergie inférieure au seuil d'émission d'un neutron. Quant au pick-up, les quelques connaissances théoriques et expérimentales que nous avons concernant les sections efficaces indiquent que ce phénomène est très faible à des énergies incidentes supérieures à quelques dizaines de méga-électronvolts. Nous devons signaler cependant qu'il n'est pas impossible que les sections efficaces expérimentales de pick-up, mesurées en détectant les deutons émis, soient inférieures aux sections efficaces réelles de ce phénomène, certains deutons pouvant se dissocier en sortant du noyau et ne pas être détectés sous forme liée.

C'est le mécanisme de Serber qui, qualitativement au moins, explique le mieux nos résultats expérimentaux. Pour la phase d'interaction directe, nous avons utilisé les résultats de calculs à la Monte-Carlo faits à Los Alamos. Pour l'évaporation, nous avons effectué un calcul aussi complet que possible en utilisant une forme intégrable des largeurs partielles d'évaporation. Pour tenir compte de la compétition entre l'émission de neutrons et de protons, nous avons programmé nos calculs et les avons effectués à l'aide d'un ordinateur IBM 650. Dans ces calculs d'évaporation, après une analyse des diverses formes de variation avec l'énergie de la température nucléaire proposées, nous avons choisi une expression en $E^{1/2}$ qui paraît suffisante pour les réactions (p, pn) *puisque ces dernières supposent en général une énergie d'excitation relativement faible (inférieure à 50 MeV).*

Nous avons en particulier montré l'influence considérable des énergies de « pairing » dont l'introduction, assez artificielle dans le cadre d'un modèle de gaz de Fermi, permet de tenir compte de certains effets de structure et de rendre compte correctement des résultats expérimentaux pour l'évaporation pure.

Pour l'interaction directe, nous avons constaté l'insuffisance du modèle utilisé pour les calculs à la Monte-Carlo qui nous ont servi. Nous avons alors essayé de modifier les résultats de ces calculs en tenant compte d'une surface nucléaire diffuse. Dans un cas simple (émission directe d'un seul nucléon), nous avons constaté l'amélioration notable que produit une telle surface. Des calculs à la Monte-Carlo complets, avec cette hypothèse, permettraient certainement une description plus exacte des réactions (p, pn) *par le processus de Serber. D'après J. M. Miller* (94)*, des calculs de ce type, qui sont actuellement en cours, conduiraient à des sections efficaces de réaction* (p, pn) *supérieures d'un facteur 3 environ aux valeurs obtenues précédemment. Un désaccord persistant après ces améliorations peut encore être dû au fait que nous avons négligé la possibilité de sous-structures instantanées dans les noyaux. Ces sous-structures, que l'on sait exister et qui permettraient l'émission directe de deutons, ne peuvent malheureusement pas être considérées simplement dans le cadre d'un modèle à particule indépendante.*

En analysant l'ensemble des résultats expérimentaux connus sur les réactions (p, pn) *à 100 MeV et, à titre de comparaison, à 400 MeV, nous avons vu que le mécanisme le plus probable à ces énergies semble être une interaction directe de surface, se produisant dans une couche ayant comme épaisseur environ 1,5 fois le libre parcours moyen des protons dans les noyaux, confirmant ainsi des résultats obtenus par des expériences de diffusion inélastique de protons. Nous avons ainsi montré qu'une étude systématique de réactions de spallation simples peut apporter des renseignements sur le mécanisme de l'interaction nucléon-noyau et préciser, en particulier, l'importance très grande du rôle de la surface nucléaire diffuse dans ces réactions.*

BIBLIOGRAPHIE

1. AAMODT (R. L.), PETERSON (V.) et PHILLIPS (R.). — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 739.
2. ALDER (K.), BOHR (A.), HUUS (T.), MOTTELSON (B.) et WINTHER (A.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 432.
3. ALLEN (R. L.), BURCHAM (W. E.), CHACKETT (K. F.), MUNDAY (G. L.) et REASBECK (R.). — *Proc. Phys. Soc.* (London), 1955, A **68**, 681.
4. AUSTERN (N.), BUTLER (S. T.) et MCMANUS (H.). — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 350.
5. BAGGE (E.). — *Annalen der Physik*, 1938, **33**, 389.
6. BARDEEN (J.). — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 799.
7. BEARD (D. B.). — *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 432.
8. BENIOFF (P. A.). — *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 324.
9. BERGAMASCHI (C.), BRUN (J.-C.), CARBESPINE (A.), GAYRAUD (R.), GÉNIN (J.), LANGEVIN-JOLIOT (H.), MARTY (N.), MICHALOWICZ (A.), RADVANYI (P.), RIOU (M.), TEILLAC (J.) et VICTOR (C.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 305.

10. BERGSTROM (I.). — Dans *Beta and Gamma Ray Spectrometry*, North Holland Publishing Co., 1955.
11. BETHE (H. A.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, 79.
12. BETHE (H. A.). — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 1125.
13. BHATKI (K. S.), GUPTA (K.) et JHA (S.). — *Nuovo Cimento*, 1956, **4**, 1519.
14. BIMBOT (R.). — Diplôme d'Études Supérieures, Paris, 1961.
15. BISHOP (G. R.) et WILSON (R.). — Dans *Handbuch der Physik*, XLII, Springer Verlag, Berlin 1957.
16. BJORKLUND (F.) et FERNBACH (S.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1832 et 1958, **109**, 1295.
17. BLATT (J.) et WEISSKOPF (V. F.). — *Theoretical Nuclear Physics*, J. Wiley and Son, New York, 1952.
18. BLOKHINTSEV (D. I.). — *J. Exp. Teor. Fiz.*, 1957, **33**, 1295.
19. BOHR (A.) et MOTTELSON (B.). — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, n° 16.
20. BOHR (N.). — *Nature*, 1936, **136**, 344.
21. BOHR (N.) et KALCKAR (F.). — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1939, **14**, n° 10.
22. BRUECKNER (K. A.), EDEN (R. J.) et FRANCIS (N. C.). — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 891.
23. BRYSK (H.) et ROSE (M. E.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**, 1169.
24. CAMERON (A. G. W.). — *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 1021.
25. CAMERON (A. G. W.). — *Canad. J. Phys.*, 1958, **36**, 1040.
26. CARETTO (A. A.) et WIIG (E. O.). — *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1238.
27. CHASMAN (R.). — *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 902.
28. CHEW (G. F.) et GOLDBERGER (M. L.). — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 470.
29. COLEMAN (G. H.) et TEWES (H. A.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 288.
30. COOPER (P. F.) et WILSON (R.). — *Nuclear Phys.*, 1960, **15**, 373.
31. CRANDALL (W. E.), MILLBURN (G. P.), PYLE (R. V.) et BIRNBAUM (W.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 329.
32. CUMMING (J. B.), POSKANZER (A. M.) et HUDIS (J.). — *Phys. Rev. Letters*, 1961, **6**, 484.
33. DEUTSCH (M.) et ELLIOTT (L. G.). — *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 211.
34. DJELEPOV (D. S.) et HOLNOV (J. V.). — *Nuovo Cimento*, 1956, **3**, 49.
35. DOSTROVSKY (I.), FRAENKEL (Z.) et FRIEDLANDER (G.). — *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 683.
36. DOSTROVSKY (I.), FRAENKEL (Z.) et RABINOWITZ (P.). — *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 791.
37. DOSTROVSKY (I.), RABINOWITZ (P.) et BIVINS (R.). — *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1659.
38. DREVER (R. W. P.), MOLJIK (A.) et SCOBIE (J.). — *Phil. Mag.*, 1956, **1**, 942.
39. EISBERG (R. M.) et IGO (G.). — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1039.
40. EISBERG (R. M.), IGO (G.) et WEGNER (H. E.). — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1309.
41. ELTON (L. R. B.) et GOMES (L. C.). — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1027.
42. EVANS (J. A.). — *Proc. Phys. Soc.* (London), 1959, **73**, 33.
43. EVERLING (F.), KONIG (L. A.), MATTAUCH (J. H. E.) et WAPSTRA (A. H.). — *Nuclear Phys.*, 1960, **15**, 342.
44. FERNBACH (S.), SERBER (R.) et TAYLOR (T. B.). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1352.
45. FESHBACH (H.) et WEISSKOPF (V. F.) — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1550.
46. FINK (R. W.) et WIIG (E. O.). — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 185.
47. FRIEDMAN (F. L.) et WEISSKOPF (V. F.). — Dans *N. Bohr and the development of physics*, Pergamon Press, London, 1955.
48. GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), MASSONET (L.), RIOU (M.) et RUHLA (C.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 317.
49. GLASSGOLD (A. E.), HECKROTTE (W.) et WATSON (K. M.). — *Annal. of Phys.*, 1959, **6**, 1.
50. GOLDBERGER (M. L.). — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1268.
51. GOODING (T. J.) et IGO (G.). — *Phys. Rev. Letters*, 1961, **7**, 28.
52. GRIFFITHS (R. J.) et EISBERG (R. M.). — *Nuclear Phys.*, 1959, **12**, 225.
53. GUPTA (K.). — *Physica*, 1960, **26**, 69.
54. GUSAKOW (M.). — Thèse 3e cycle, Paris, 1958.
55. HAAN (E. F. DE) et SIZOO (G. J.). — *Physica*, 1955, **21**, 818.
56. HADLEY (J.) et YORK (H.). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 345.
57. HARADA (K.) et ODA (N.). — *Prog. Theor. Phys.*, 1959, **21**, 260.
58. HAYAKAWA (S.), KAWAI (M.) et KIKUCHI (K.). — *Prog. Theor. Phys.*, 1955, **13**, 415.
59. HAYAKAWA (S.) et YOSHIDA (S.). — *Prog. Theor. Phys.*, 1955, **14**, 1.
60. HEIDMANN (J.). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 171.
61. HESS (W.) et MOYER (B.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 337.
62. HEYDENBURG (N. P.) et TEMMER (G. M.). — *Ann. Rev. of Nuclear Science*, 1956, **6**.
63. HICKS (H. G.), STEVENSON (P. C.) et NERVIK (W. E.). — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1390.
64. HINTZ (H. M.) et RAMSEY (N. F.). — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 19.
65. HODGSON (P. E.). — *Proceedings of the R. J. I. C.*, Manchester, septembre 1961.
66. HURWITZ (H.) et BETHE (H. A.). — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 898.
67. HUUS (T.) et ZUPANCIC (C.). — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1953, **28**, n° 1.
68. HYDE (E. K.), FLORENCE (M. G.) et LARSH (A. E.). — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1255.
69. JACKSON (J. D.). — *Canad. J. Phys.*, 1956, **34**, 767 et 1957, **35**, 21.
70. KAVANAGH (T. M.) et BELL (R. E.). — *Canad. J. Phys.*, 1961, **39**, 1172.
71. KEISTER (G. L.). — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 855 A.
72. KIKUCHI (K.). — *Nuclear Phys.*, 1960, **20**, 260.
73. KOCH (R. C.). — *Thèse, Chicago*, 1955.
74. KOUZNETSOVA (M. Ia.), MEKHEDOV (V. N.) et KHALKINE (V. A.). — *J. Exp. Teor. Fiz.*, 1958, **34**, 1096.
75. LABERRIGUE-FROLOW (J.) et RADVANYI (P.). — *J. Phys. Rad.*, 1956, **17**, 944.
76. LANE (A. M.) et PARKER (K.). — *Nuclear Phys.*, 1960, **16**, 690.
77. LANG (J. M. B.) et LECOUTEUR (K. J.). — *Proc. Phys. Soc.* (London), 1954, A **67**, 586.
78. LAZAR (N. H.), EICHLER (E.) et O'KELLEY (G. D.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 727.
79. LEAMER (R. D.) et HINMAN (G. W.). — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1607.
80. LECOUTEUR (K. J.). — *Proc. Phys. Soc.* (London), 1950, A **63**, 259.
81. LEFORT (M.), SIMONOFF (G.) et TARRAGO (X.). — *Nuclear Phys.*, 1961, **25**, 216.
82. LEVINGER (J. S.). — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 43.
83. LEVINGER (J. S.) et BETHE (H. A.). — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 115.
84. LIER (C. VAN) et UHLENBECK (G. E.). — *Physica*, 1937, **4**, 531.

85. LINDNER (M. L.) et OSBORNE (R. N.). — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 378.
86. MCMANUS (H.), SHARP (W. T.) et GELLMAN (H.). — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 924 A.
87. MAYER (M. G.). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1969.
88. MEADOWS (J. M.). — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 744.
89. MEADOWS (J. M.). — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 885.
90. MEADOWS (J. M.), DIAMOND (R. M.) et SHARP (R. A.). — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 190.
91. MEADOWS (J. M.) et HOLT (R. D.). — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 47.
92. METROPOLIS (N.), BIVINS (R.), STORM (M.), TURKEVICH (A.), MILLER (J. M.) et FRIEDLANDER (F.). — *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 185.
93. METZGER (F. R.) et AMACHER (H. C.). — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 147.
94. MILLER (J. M.). — Communication privée, septembre 1961.
95. NEWTON (T. D.). — *Canad. J. Phys.*, 1956, **34**, 804.
96. O'FRIEL (Z.) et WEBER (A. H.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1076.
97. PASQUIER (R.). — *Thèse Paris*, 1961.
98. PORILE (N.). — *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 184.
99. RADVANYI (P.) et GÉNIN (J.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 322 et 1961, **22**, 615.
100. RIEHL (C.). — Diplôme d'Études Supérieures, Paris, 1961.
101. ROSE (M. E.). — Tables of Internal Conversion Coefficients.
102. ROSENZWEIG (N.). — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 950.
103. ROSS (A. A.), MARK (H.) et LAWSON (R. D.). — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1613.
104. RUDSTAM (G.). — *Thèse Uppsala*, 1956.
105. SCOBIE (J.) et LEWIS (G. M.). — *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 1089.
106. SELOVE (W.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 237.
107. SCOTT (J. M. C.). — *Phil. Mag.*, 1949, **45**, 441.
108. SERBER (R.). — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1114.
109. SERGOLLE (H.). — Diplôme d'Études Supérieures, Paris, 1960.
110. SIEGBAHN (K.). — *Arkiv Fysik*, 1952, **4**, 223.
111. SIEGBAHN (K.) et DUTOIT (S.). — *Arkiv Fysik*, 1950, **2**, 211.
112. SIMONOFF (G.). — *Thèse Paris*, 1961.
113. SINHA (M. H.) et DAS (N. C.). — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1587.
114. STAHELIN (P.). — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 374.
115. STERNHEIMER (R. M.). — *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 1045.
116. STROHAL (P. P.) et CARETTO (A. A.). — *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 1815.
117. STROMINGER (D.), HOLLANDER (J. M.) et SEABORG (G. T.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**, 585.
118. THIEME (M. H.) et BLEULER (E.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1031.
119. VANDENBOSCH (R.), HUIZENGA (J. R.), MILLER (W. F.) et KEBERLE (E. M.). — *Nuclear Phys.*, 1961, **25**, 511.
120. VEGORS (S. H.), MARSDEN (L. L.) et HEATH (R. L.). — Rapport IDO 16370, 1959.
121. VERSTER (N.). — Communication privée 1960.
122. WAGNER (G. D.) et WIIG (E. O.). — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1100.
123. WAPSTRA (A. H.). — *Physica*, 1955, **21**, 367.
124. WARE (W. R.) et WIIG (E. O.). — *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 1837.
125. WEISSKOPF (V. F.). — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 295.
126. WEISSKOPF (V. F.). — *Phys. Rev.*, 1938, **53**, 1018.
127. WEISSKOPF (V. F.) et EWING (D. H.). — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 472.
128. WILETS (L.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**, 542.
129. WILKINSON (D. H.). — *Phil. Mag.*, 1959, **4**, 215 et *Proceedings of the R. J. I. C.*, Manchester, septembre 1961.
130. WRIGHT (B. T.). — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 159.
131. YAMAGUCHI (Y.). — *Prog. Theor. Phys.*, 1950, **5**, 501.
132. YOSHIDA (S.). — *Proc. Phys. Soc.* (London), 1956, A **69**, 668.
133. YULE (H. P.) et TURKEVICH (A.). — *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 1591.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La densité de neutrinos et antineutrinos dans l'univers

Vu et approuvé :
Orsay, le 12 février 1962
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE

M. GUSAKOW

Imprimé avec les *Annales de Physique.* *Le Gérant :* G. Masson

DÉPÔT LÉGAL : 1962, 1er TRIMESTRE, N° D'ORDRE 3908, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A. LAVAL, N° 4400. — 4-1962

Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13e Série - **Tome 7, 1962**